ORSAY
n° d'ordre : 2097

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE titre DE DOCTEUR 3ème Cycle

PAR

JORGE BARRETO

Sujet de la thèse : Etude du mécanisme de fusion complète dans la réaction $^{16}O + {}^{63}Cu$.

Soutenue le 4 juin 76 devant la Commission d'examen

MM. N. MARTY Président.

M. LANGEVIN
M. LEFORT
S. HARAR
} Examinateurs.

THÈSE

PRESENTEE ,

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE titre DE DOCTEUR 3ème Cycle

PAR

JORGE BARRETO

Sujet de la thèse : Etude du mécanisme de fusion complète dans la réaction $^{16}O + {}^{63}Cu$.

Soutenue le 4 juin 76 devant la Commission d'examen

MM. N. MARTY Président.

M. LANGEVIN
M. LEFORT } Examinateurs.
S. HARAR

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I :

METHODES EXPERIMENTALES 4
I.1. LE FAISCEAU D'OXYGENE 4
I.2. LA CHAMBRE A REACTION 5
I.2.1. Les cibles de ^{63}Cu 5
I.3. LE SYSTEME DE DETECTION 8
I.4. ELECTRONIQUE. ACQUISITION DES RESULTATS 10

CHAPITRE II :

RESULTATS EXPERIMENTAUX
II.1. CARACTERISTIQUES DES NOYAUX RESIDUELS FORMES PAR LA REACTION $^{16}O + {}^{63}Cu$. 13
II.2. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES ABSOLUES 13
II.3. LES FONCTIONS D'EXCITATIONS MESUREES 17
II.3.1. La voie $(^{16}O,xn)$ 18
II.3.2. La voie $(^{16}O,pxn)$ 20
II.3.3. Les voies $(^{16}O,2pxn)$ et $(^{16}O,\alpha xn)$ 20
II.3.3.1. Les états isomériques $(9/2^+)$ des Isotopes Impairs du Brome. 24
II.3.4. La voie $(^{16}O,\alpha pn)$. Le rapport isomérique $^{73}Se^{f,g}$ 26
II.3.5. Les voies $(^{16}O,\alpha 2pn)$ et $(^{16}O,2\alpha xn)$ 28
II.3.6. La voie $(^{16}O,2\alpha pn)$ 28
II.4. LA REACTION $(^{16}O,{}^{12}C)$ 28
II.5. LES VOIES D'EVAPORATION ESTIMEES 30
II.6. LA VALIDITE DES PREVISIONS DU CODE ALICE 30
II.7. LA SECTION EFFICACE DE FUSION COMPLETE 34

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548114_0010

CHAPITRE III :

ANALYSE DE LA LIMITATION DE LA SECTION EFFICACE DE FUSION COMPLETE 37

III.1. DETERMINATION DES MOMENTS ANGULAIRES CRITIQUES 37

III.2. LES MODELES THEORIQUES 42

CONCLUSION 45

REFERENCES 46

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Madame le Professeur N. MARTY de m'avoir accueilli dans la Division de Physique Nucléaire où ce travail a été réalisé, ainsi que pour avoir bien voulue accepter de présider cette thèse.

Monsieur M. LANGEVIN, en m'accueillant dans son équipe, m'a donné la possibilité d'effectuer cette étude dans d'excellentes conditions. Pour l'aide et la compréhension qu'il m'a apportées au cours de cette étude, ainsi que pour des nombreux conseils précieux, je tiens à lui exprimer ici ma profonde gratitude.

Cette thèse n'aurait pu être élaborée sans les conseils et la participation de Monsieur C. DETRAZ que je remercie ici très vivement.

Monsieur le Professeur M. LEFORT, de l'Université d'Orsay, ainsi que Monsieur S. HARAR, du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie de Saclay, ont accepter de juger cette thèse. Je les en remercie très sincèrement.

Je voudrais remercier particulièrement Mademoiselle C. CABOT pour sa collaboration dans l'utilisation du code ALICE.

Je remercie également Madame F. POUGHEON et Monsieur J. VERNOTTE pour leur sympatique concours lors de certaines expériences.

Je ne saurais oublier de remercier les techniciens et conducteurs de l'accélérateur Tandem sans lequels ce travail n'aurait pu être mené à bien, ainsi qu'à MM. A. MARCHAL, R. MARQUETTE et D. SZNAJDERMAN pour la préparation très soignée des cibles.

La présentation de cette thèse a été assurée par Madame S. BOUBY et par Mademoiselle M. PARE et ses collaborateurs, en particulier Mademoiselle M. BOULANT, qui s'est chargée de la frappe du manuscrit ; je tiens à leur exprimer mes plus vifs remerciements.

Que le personnel chargé du Service de la Bibliothèque soit ici assuré de ma reconnaissance pour l'aide sympathique avec laquelle je pus compter lors de la bibliographie nécessaire.

Je suis aussi reconnaissant envers le Ministère des Affaires Etrangères pour les moyens dont j'ai pu disposer dans la réalisation de ce travail.

INTRODUCTION

Le concept de noyau composé est aussi ancien que l'étude du mécanisme de réactions nucléaires. Il a fait l'objet de nombreuses études depuis que Niels Bohr en a suggéré l'existence en 1936 pour expliquer les résonances dans les fonctions d'excitation de neutrons lents.

Depuis la mise en service des accélérateurs d'ions lourds, l'étude de la formation et de la désexcitation du noyau composé a connu un essor considérable. En particulier, les résultats expérimentaux[22] obtenus jusqu'à présent sont concordants sur le fait que, à des énergies incidentes élevées par rapport à la barrière coulombienne de deux noyaux en interaction, la section efficace de formation du noyau composé, dite section efficace de fusion complète, est sensiblement inférieure à la section de réaction totale. En plus, des résultats tout récemment obtenus avec des faisceaux d'ions de masse voisine à A = 100 u.m.a. montrent que la section efficace de fusion complète tend à ne représenter au plus que quelques pour cent de la section efficace de réaction totale pour les énergies incidentes les plus élevées. Bien que l'on puisse observer expérimentalement l'essentiel de la section efficace de réaction totale dans des processus qui ne sont pas expliqués pour l'instant (les réactions quasi-directes et très inélastiques), l'origine de la limitation dans le mécanisme de fusion complète est encore incertaine.

Se basant sur l'existence d'une valeur du moment angulaire à partir duquel la probabilité de formation d'un système composé est nulle, certains modèles ont ainsi cherché à rendre compte de l'origine de cette limitation. En considérant le noyau composé comme une goutte liquide chargée, Cohen et al.[11] ont étudié la déformation de cette goutte à l'équilibre lorsque le moment angulaire augmente et en ont déduit des valeurs de l_{cr} correspondant à la limite de la

stabilité. Partant de ce modèle, Wilczynski [12] en propose un autre dans lequel les valeurs de l_{cr} sont déterminées à partir du concept de forces dynamiques en équilibre dans la voie d'entrée. Il va sans dire qu'une limitation dûe à la ligne yrast dans le noyau composé peut aussi apporter une restriction dans la formation du noyau composé.

Dans le modèle de Bass[13], cette limitation dans le moment angulaire du noyau composé résulte du transfert continu du moment angulaire cinétique en un moment angulaire interne des fragments en interaction, par un processus de friction.

Une autre explication de l'origine du mécanisme de limitation dans la formation du noyau composé est basée sur le concept d'une distance d'approche critique r_{cr} qu'il faudrait atteindre pour que deux noyaux en interaction puissent fusionner. Une analyse des réactions de fusion complète observées à des énergies incidentes élevées et, dans la plupart des cas, pour des noyaux composés relativement lourds (A>>100), tend à indiquer une valeur de r_{cr} indépendante de l'énergie incidente et de la nature des ions en interaction[14].

Néanmoins, pour des énergies incidentes au voisinage de la barrière coulombienne et pour des systèmes de masse moyenne (A<100) les résultats expérimentaux concernent des énergies incidentes très diverses pour des couples de noyaux différents. Parmi eux, l'étude extensive d'une voie particulière de désexcitation, évaporation d'un ^{6}Li par le noyau composé formé par la réaction $^{14}N+^{12}C$, en fonction de l'énergie incidente, pourrait indiquer que la limitation du noyau composé pourrait être de nature spectroscopique[21]. Pour préciser cette limitation, une étude systématique de la détermination du moment angulaire l_{cr} dans des systèmes composées de masse moyenne et sur un intervalle d'énergie incidente pas trop élevée par rapport à la barrière coulombienne nous est apparu nécessaire.

Ce travail concerne l'étude de la formation du noyau composé formé par la réaction $^{16}O + ^{63}Cu$ dont nous nous sommes attachés à

mesurer la section efficace de fusion complète σ_{CF} pour un domaine d'énergie incident de ^{16}O compris entre 40 et 85 MeV (Lab). Cette étude permet, en outre, de contrôler la validité du modèle statistique en examinant ses prédictions pour plusieurs voies de désexcitation du noyau composé[18-20], dans un cas où la désexcitation par fission est négligeable.

C H A P I T R E I

METHODES EXPERIMENTALES

I.1. LE FAISCEAU D'OXYGENE.

Les ions d'oxygène 16 sont produits par l'accélérateur électrostatique Tandem Van de Graaff MP d'Orsay. L'excellente résolution en énergie des ions fournis et la grande souplesse de variation d'énergie dans une assez grande plage, donnent des conditions idéales pour la réalisation des expériences qui font l'objet de cette thèse.

Une source à extraction directe du type "Penning" fournit des ions négativement chargés qui sont ensuite injectés dans l'accélérateur, où ils sont portés à l'énergie T_o = eV par le premier étage d'accélération, V étant la tension de fonctionnement, qui dans le cas du Tandem d'Orsay peut arriver à une valeur maximale de 13 megavolts. Cette énergie est suffisante pour que les ions, par traversée d'une mince feuille d'épluchage, perdent plusieurs électrons. Si z est la charge de l'ion après épluchage, son énergie cinétique au terme de l'accélération a pour valeur :

$$T = zeV + T_o = (z+1)\ eV \qquad \text{I.1.}$$

Après l'épluchage, les états de charge les plus probable aux énergies Tandem sont les états $z = 5^+$, 6^+ et 7^+. Pour une tension maximale de fonctionnement et pour l'état $z = 7^+$, l'énergie maximale des ions sera donc de l'ordre de 105 MeV. L'état de charge désiré est sélectionné par un aimant d'analyse à 90° à double foca-

lisation, dont la valeur du champ permet de déterminer avec précision l'énergie du faisceau.

1.2. LA CHAMBRE A REACTION.

La figure 1 montre d'une façon simplifiée la chambre à réaction utilisée pour nos expériences. A l'entrée de la chambre un diaphragme (Ø = 8) assure la localisation du faisceau sur la cible. Une différence de potentiel V = -300 Volts est appliquée sur une électrode de répulsion pour piéger les électrons secondaires. La chambre fonctionne elle-même comme une cage de Faraday le courant étant recueilli par l'intermédiaire d'un dispositif montré dans la figure 1.

La cible est fixée par l'intermédiaire de son support à un porte-cible de cuivre, qui est, à son tour, vissé sur le corps de la chambre, à l'intérieur de laquelle règne un vide de l'ordre de quelques 10^{-7} torr.

1.2.1. Les cibles de ^{63}Cu.

Les cibles de ^{63}Cu ont été préparées à Orsay par la méthode d'évaporation sous vide à partir de cuivre sous forme de poudre. La méthode consistait à chauffer la poudre, contenue dans un creuset en graphite par bombardement électronique. Un support de cible (200µm de ^{197}Au) recueillait la vapeur de cuivre issue du creuset. L'enrichissement isotopique des cibles en ^{63}Cu était de 99,76%. Le choix d'un support d'Or a été dicté par les considérations suivantes :

- Premièrement, il faut arrêter les activités formées au niveau de la cible (noyau de recul) pour effectuer la détection du rayonnement gamma émis ; de plus, comme dans la géométrie utilisée le détecteur était placé dans la direction du faisceau, le support joue un rôle d'absorbant pour le faisceau direct.

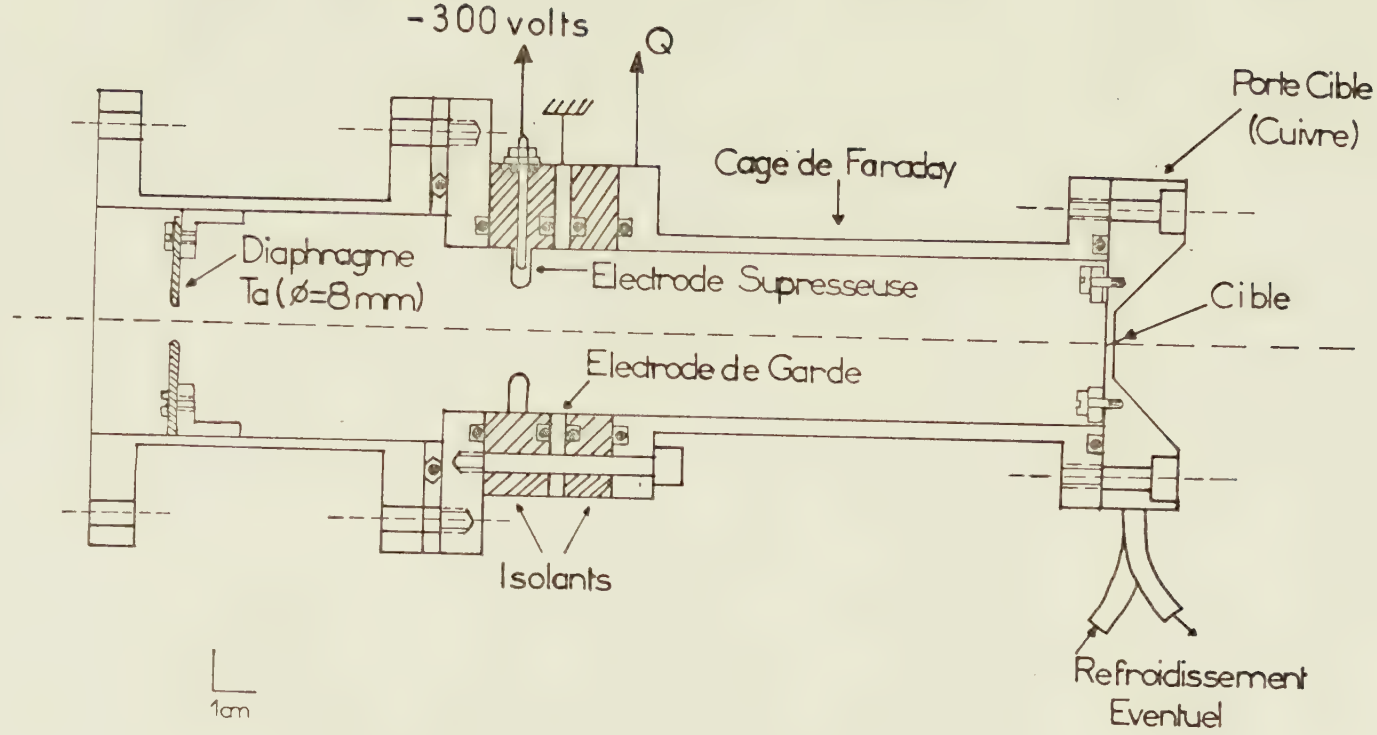

Fig. 1 : La chambre à réaction.

- Deuxièmement, il est nécessaire que la barrière coulombienne du système projectile-support soit la plus élevée possible par rapport à la barrière du système projectile-cible (E_B = 40 MeV), pour éviter la production d'activités gênantes dans le support.

- Enfin, l'élément choisi pour support doit être le plus pur possible pour éviter des contaminations dues à des éléments plus légers, tels le carbone et l'oxygène, dont l'existence entrainerait des réactions nucléaires gênantes.

Parmi les éléments satisfaisant la deuxième considération, nous avons retenus l'Or et le Plomb. Toutefois, des irradiations de cibles avec le support de Plomb ont montré une forte activité parasite et on a pu vérifier que cette activité provenait essentiellement d'impuretés légères contenues dans le support de Plomb.

Comme il a été remarqué dans le paragraphe I.1, l'énergie maximale du faisceau d'oxygène était de 105 MeV et l'étude du mécanisme de fusion pourrait donc, s'effectuer jusqu'à cette énergie maximale. Néanmoins, l'introduction du support d'Or a eu comme conséquence la limitation de l'énergie disponible, car la barrière coulombienne du système $^{16}O + ^{197}Au$ est de 76 MeV. Toutefois, des irradiations effectuées sur le support isolé ont montré que les activités provenant de ce système commencent seulement à devenir gênantes pour des énergies du projectile supérieures à 85 MeV.

La détermination des épaisseurs des cibles a été effectuée par pesée. Néanmoins, pour s'assurer des valeurs ainsi obtenues, toutes les cibles ont été irradiées à l'énergie de 55 MeV et l'activité E_γ = 634 keV dûe au noyau ^{74}Br a été détectée, ce qui permettait une correction d'épaisseur relative par rapport à celle déterminée par pesée. Les valeurs ainsi obtenues sont données dans le tableau I.1

Tableau I.1 Les épaisseurs des cibles.

$E_1(^{16}O)$ MeV	épaisseur cibles en $\mu gr/cm^2$
40	248 ± 6
45	248 ± 6
50	257 ± 7
55	575 ± 15
60	596 ± 15
65	348 ± 11
70	439 ± 13
75	210 ± 3
80	665 ± 16
85	885 ± 17

I.3. LE SYSTEME DE DETECTION.

Dans la chaîne de désexcitation du noyau composé formé par le système ici étudié, les noyaux résiduels sont presque tous des émetteurs β^+ avec des schémas de désintégration bien connus. Pour la détermination des sections efficaces de formation de ces noyaux, il suffit donc de détecter et identifier les diverses activités γ associées à la décroissance des émetteurs β^+ formés. Pour cela, nous avons utilisé un détecteur Ge(Li) dont les principales caractéristiques sont données dans le tableau 1.3.

Tableau I.3 : Caractéristiques du Détecteur Ge(Li).

Volume utile : 72 cm^3
Surface utile : 17,2cm^2
Rapport Pic/Compton : 21,3 à 1,33 MeV
Résolution en énergie : (3,0 ± 0,2) keV sur le Pic à 1,173MeV du ^{60}Co.

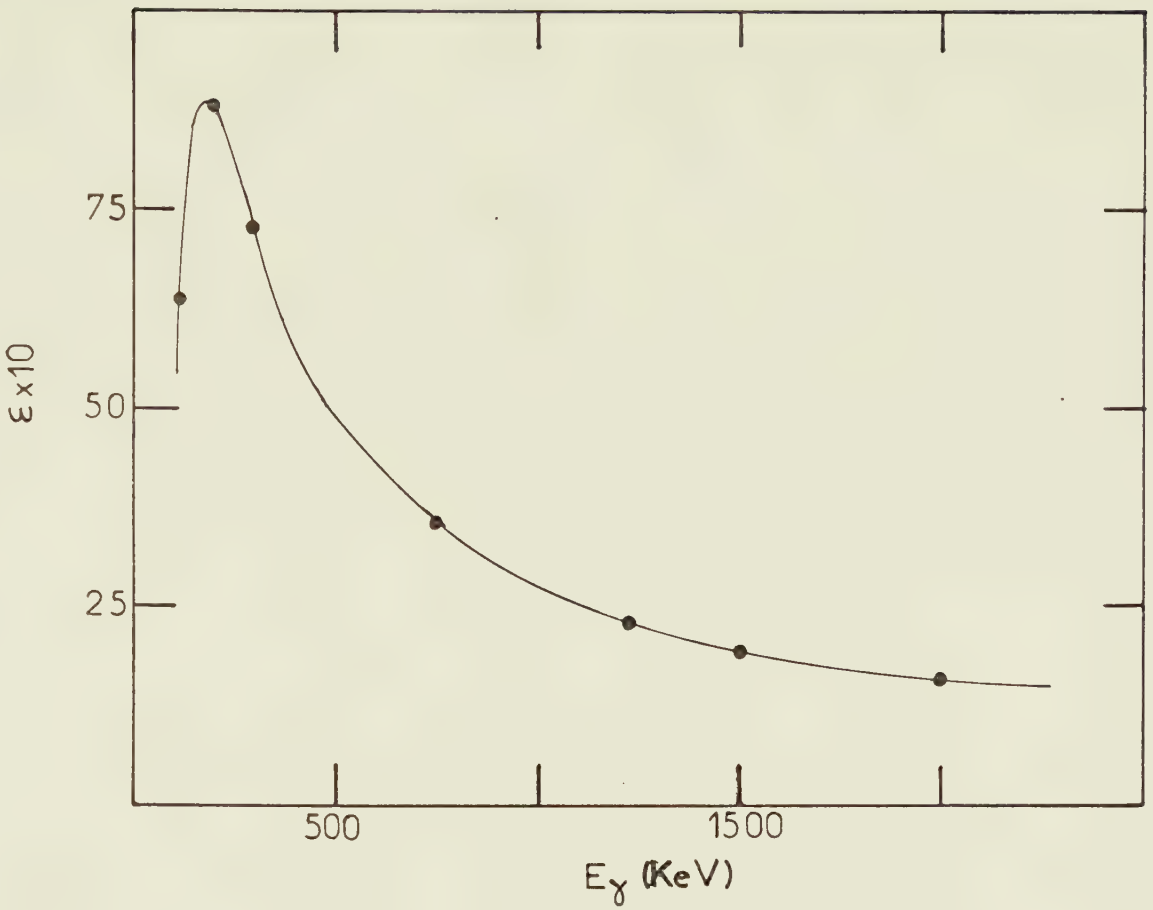

Fig. 2 : Efficacité détecteur Ge(Li).

Pour la détermination des sections efficaces absolues, nous avons déterminé l'efficacité du détecteur. Dans la géométrie utilisée, le détecteur était disposé à 0° par rapport à la direction d'incidence du faisceau et était éloigné de 4cm de la cible, avec interposition d'un absorbant de plexiglass de 3cm d'épaisseur pour atténuer l'effet des rayonnements β^+. Un blindage de plomb assurait la projection du détecteur contre le rayonnement de la salle.

Des sources de $^{56,57,60}Co$ ont été utilisées pour la détermination de l'efficacité du détecteur. La source de ^{56}Co, dont les énergies des divers γ caractéristiques permettent de couvrir la totalité de l'intervalle d'énergie des activités ici étudiées, a été utilisée pour mesurer une efficacité relative. Puis, avec une source étalonnée de ^{60}Co, l'efficacité absolue a été mesurée pour les activités à 1177 keV et 1330 keV ; la moyenne de ces efficacités a permis de normaliser l'efficacité relative trouvée pour le gamma de 1238 keV du ^{56}Co. Le coefficient de normalisation étant ainsi déterminé, les valeurs des efficacités relatives obtenues avec ^{56}Co, étaient donc ramenées à des valeurs absolues. L'activité gamma à 120 keV de la source étalonnée ^{57}Co permettait de contrôler l'efficacité absolue du détecteur à basse énergie. Les valeurs de l'efficacité sont ainsi déterminées avec une précision de l'ordre de 8%.

La courbe de variation de l'efficacité absolue du détecteur est montrée dans la figure 2. Son comportement à des énergies faibles est dû à l'absorption du rayonnement par le support d'or de la cible ainsi qu'à l'absorption par le porte-cible de 2mm de cuivre.

1.4. ELECTRONIQUE. ACQUISITION DES RESULTATS.

Le choix du dispositif électronique a été guidé par les nécessités suivantes :

- Mesure des énergies des rayonnements gamma émis par les activités formées au niveau de la cible ;
- Mesure de leurs périodes pour l'identification sans ambigüité

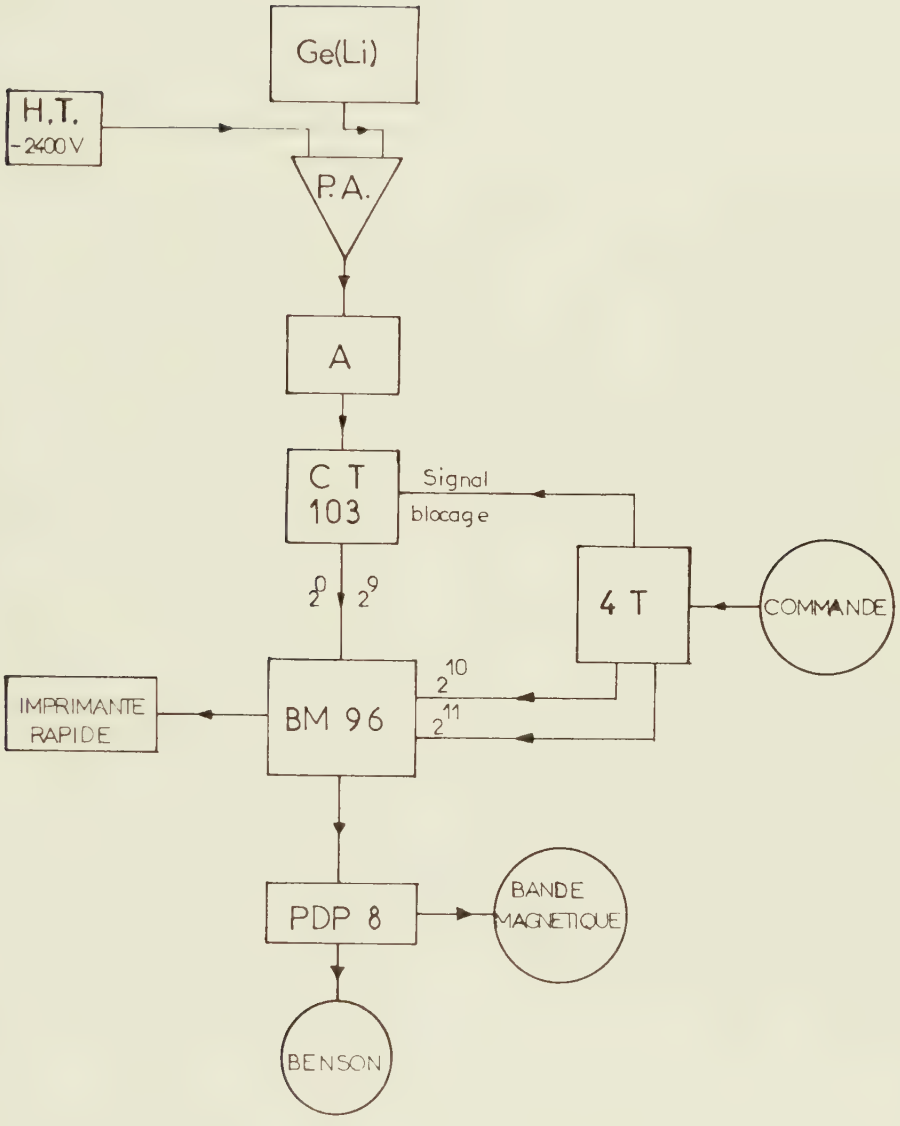

Fig. 3 : Schéma du dispositif électronique.

des noyaux résiduels formés.

Le dispositif adopté est montré dans la figure 3. Les impulsions issues du détecteur sont envoyées, après amplification, dans un convertisseur analogique CT103 ; après codage, les signaux sont envoyés vers un BM 96 (4096 canaux) et le spectre est stocké sur bande magnétique et/ou sur imprimante rapide.

L'échelle de temps était commandée par un Programmeur 4T de la façon suivante : pendant le temps d'irradiation t_i le programmeur envoyait continuellement un "signal blocage" vers le convertisseur qui empêchait la convertion analogique/digital des signaux ; après un temps $t = t_i + t_a$, où t_a est un temps d'attente préalablement choisi, le "signal blocage" était supprimé et un premier spectre de 1023 canaux accumulé sur le BM 96 pendant le temps t_m, puis un autre spectre pendant le même temps jusqu'à l'enregistrement de 4 spectres successifs pendant un temps $t = 4t_m$. Ensuite, le "signal blocage" était à nouveau envoyé par le programmeur vers le convertisseur et une nouvelle irradiation avait lieu.

L'annulation du "signal blocage" était réalisée par la mise en route, soit manuelle, soit commandée du programmeur. Dans le premier cas, pour des activités de longue période, le faisceau était arrêté par une cage de Faraday située avant l'entrée de la chambre à réaction, et la source était transportée manuellement du dispositif d'irradiation au système de détection. Pour la détection des activités à courte période, nous avons utilisé un dispositif d'interruption mécanique du faisceau avec mesure automatique de quatre spectres successifs entre les irradiations.

CHAPITRE II

RESULTATS EXPERIMENTAUX

II.1. CARACTERISTIQUES DES NOYAUX RESIDUELS FORMES PAR LA REACTION $^{16}O + ^{63}Cu$.

Deux exemples de spectre des rayonnements observés sont présentés dans les figures 4 et 5. Les activités signalées sont celles de plusieurs noyaux résiduels formés par désexcitation du noyau composé ^{79}Rb, identifiées à partir de leurs caractéristiques de décroissance β^+ résumées dans le tableau II.1 où est également précisée la voie de désexcitation correspondante du noyau composé.

Dans les spectres des figures 4 et 5, les raies soulignées sont celles qui sont données dans le tableau II.1.

II.2. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES ABSOLUES.

La section efficace d'évaporation d'un noyau résiduel a été calculée par la relation :

$$\sigma = \frac{1,6 \times 10^{13} \times z \times N_\gamma \times M}{Q \times \rho f \times \varepsilon \times Re \times N_A} \times \frac{e^{\lambda(T_{i/2} + T_a)}}{(1-e^{-\lambda T_m})} \qquad (II.1)$$

avec z = charge des ions du faisceau en unité de la charge de l'électron,

N_γ = nombre des γ caractéristiques du noyau résiduel détecté,

M = Poids atomique (grammes) de la cible,

N_A = nombre d'Avogrado ($6,03 \times 10^{23}$ / mol)

Q = charge totale reçue par la cible en μC

ρ = épaisseur de la cible en gr/cm^2

ε = efficacité du détecteur

Re = rapport d'embranchement donné par le schéma de désintégration γ du noyau résiduel

λ = constante de désintégration ($ln2/T_{1/2}$) en sec^{-1}

Ti = temps d'irradiation

Tableau II.1 : Caractéristiques de décroissance β^+ utilisées pour la détermination des sections efficaces dans la réaction $^{63}Cu(^{16}O,x)$.

X	noyau résiduel	E_γ (keV)	$T_{1/2}$	rapport d'embranchement (%)
2n	^{77}Rb	178.9	3.6 mn	38.4
pn	^{77}Kr	130.0	75.0 mn	87.3
p2n	^{76}Kr	315.7	14.6 h	36.0
p3n	^{75}Kr	132.7	4.5 mn	100.0
2p	^{77}Br	239.0	56.0 h	23.8
2pn	^{76}Br	559.2	16.0 h	77.0
α	^{75}Br	286.5	95.5 mn	75.0
αn	^{74}Br	634.6	38.0 mn	90.5
α2n	^{73}Br	669.5	3.3 mn	20.0
αpn	$^{73}Se^m$	253.8	39.0	4.0
αpn	$^{73}Se^g$	361.0	7.2 h	95.0
α2pn	^{72}As	834.0	26.0 h	80.0
2α	^{71}As	174.9	64.8 h	91.1
2αn	^{70}As	1040.0	53.0 mn	81.7
2αpn	^{69}Ge	1107.0	39.2 h	30.0

a) Les rapports d'embranchements sont ceux donnés par Nuclear Data Tables, exception faite à la voie $(^{16}O,p3n)$ [1].

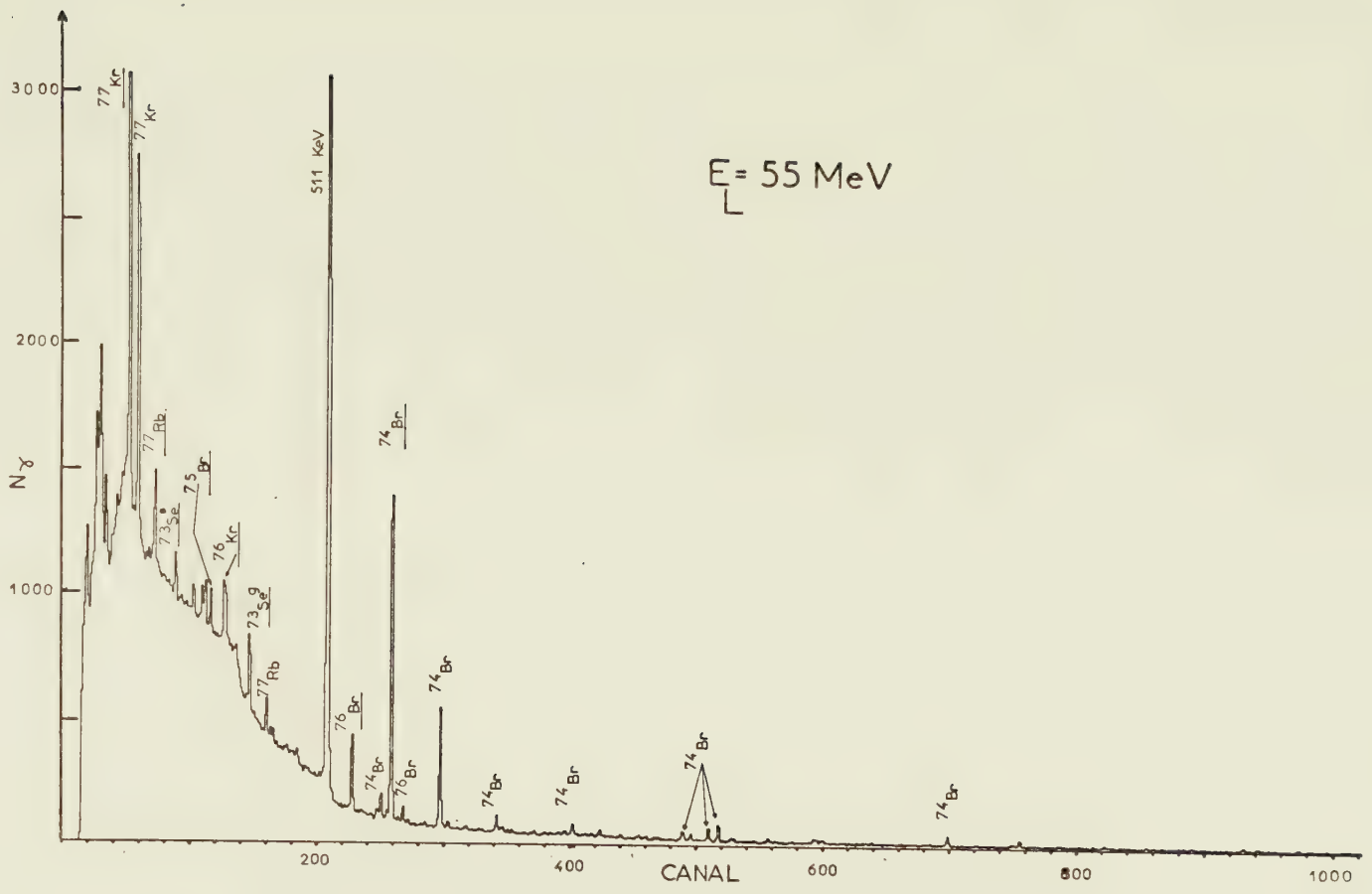

Fig. 4 : Spectre γ des noyaux résiduels formés dans la réaction $^{16}O+^{63}Cu$ à E_L=55 MeV. Les raies soulignées sont celles données dans le tableau II.1.

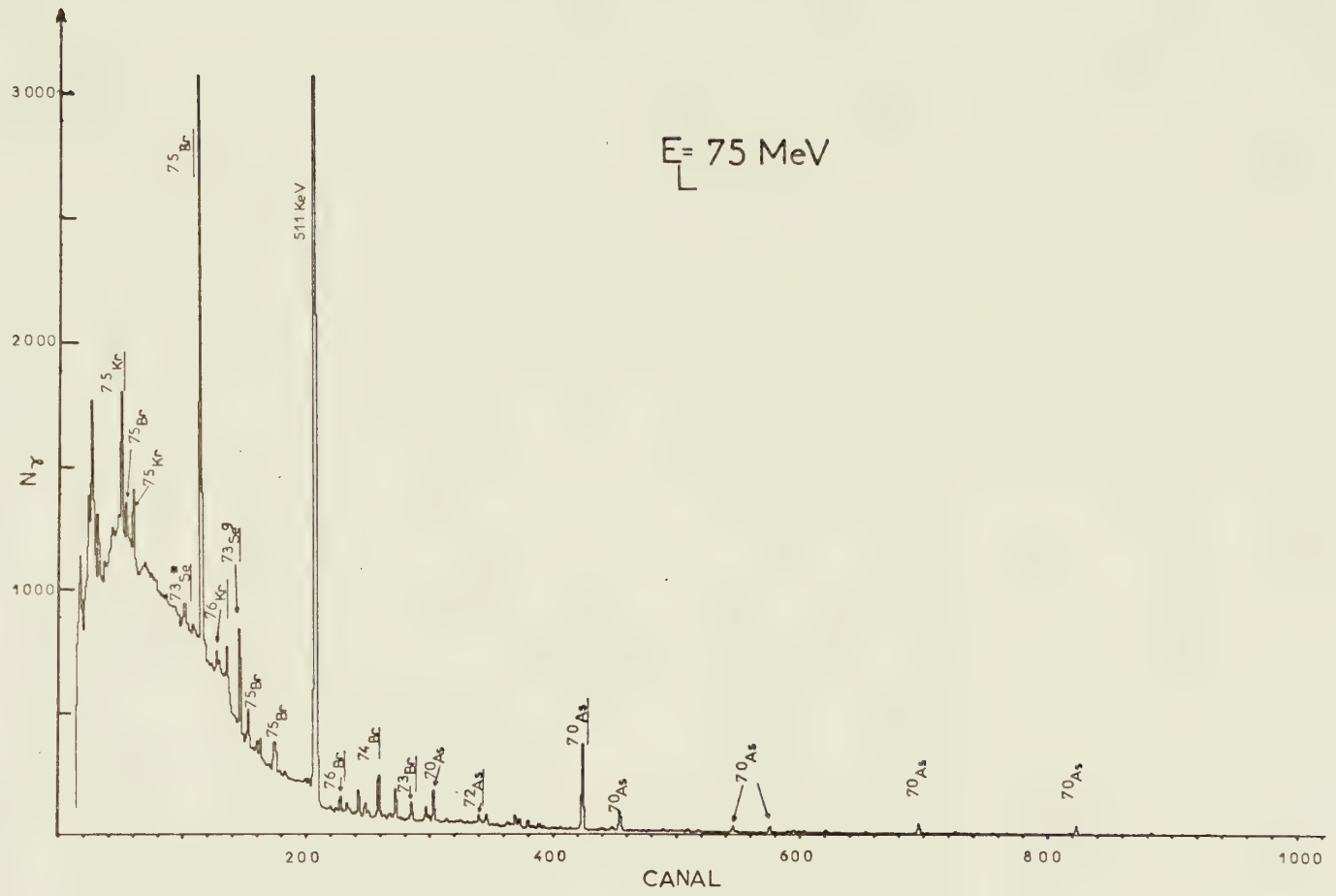

Fig. 5 : Spectre γ des noyaux résiduels formés dans la réaction $^{16}O+^{63}Cu$ à E_L=75MeV. Les raies soulignées sont celles données dans le tableau II.1.

T_a = temps d'attente avant le début de la mesure
T_m = temps de mesure

L'incertitude sur les valeurs de σ_{CF} est la somme des incertitudes sur chacun des termes de la relation (II.1). Les marges d'incertitude résultent de deux classes d'erreur :

- Les erreurs aléatoires dues aux fluctuations statistiques sur la détermination de N_γ.

- Les erreurs systématiques possibles portant par exemple sur l'épaisseur ρ des cibles, la charge Q reçue par la cible, l'efficacité ε du détecteur et la période $T_{1/2}$ de l'activité mesurée.

L'incertitude sur les valeurs de σ_{CF} sont estimées à 12%. Elle est due, en particulier, aux incertitudes sur l'efficacité ε du détecteur et sur les épaisseurs ρ des cibles. L'incertitude sur la charge Q est négligeable.

II.3. LES FONCTIONS D'EXCITATION MESUREES.

Nous présentons ici les fonctions d'excitation expérimentales du système $^{16}O + ^{63}Cu$. Ces résultats seront confrontés avec les prévisions du modèle statistique d'évaporation, données par le CODE ALICE[2)], dont les caractéristiques de fonctionnement sont données ci-dessous :

- L'énergie de liaison des particules n,p, etα et le Q de la réaction sont calculés par la formule de masse de Myers-Swiatecki, avec correction de couches sans correction de paires (effet de Pairing).

- On suppose que chaque neutron évaporé emporte en moyenne 2$\hbar$ du moment angulaire du noyau composé, chaque proton 4$\hbar$ et chaque particule α,10$\hbar$;

- La section efficace de fusion complète σ_{CF} est calculée en utilisant le modèle parabolique de potentiel de T.D. Thomas[3)].

En outre, deux hypothèses extrêmes ont été considérées dans le calcul d'évaporation par le code Alice : i) sans tenir compte du moment angulaire du noyau composé[24], et ii) en supposant que le noyau composé a le comportement d'une goutte liquide en rotation avec la contribution de toutes les ondes partielles.

Les fonctions d'excitation mesurées apparaissent dans les figures 6 à 10, avec les résultats du code Alice. Elles comprennent 14 voies de désexcitation du noyau composé ^{79}Rb sur un total de dix-huit voies attendues avec une section efficace supérieure à 1mb. Les quatre voies restantes n'ont pas été mesurées expérimentalement soit parce que le noyau résiduel était stable soit parce que ayant une longue période et étant formé avec une faible section efficace, la mesure des activités γ correspondantes était incertaine.

Nous allons maintenant faire une analyse de chacune des voies de désexcitation observée. Elles sont en bon accord général avec les résultats récemment rapportés par Wells et al.[6] pour une énergie incidente inférieure à 50 MeV.

II.3.1. La voie (^{16}O, xn).

La figure 6 montre la fonction d'excitation du noyau résiduel ^{77}Rb, formé par la réaction (^{16}O,2n). Ayant un seuil énergétique à la barrière coulombienne et un maximum vers 10 MeV au-dessus, l'émission des neutrons par le noyau composé est insuffisante pour laisser le noyau résiduel dans un état d'équilibre à des énergies d'excitation élevées.

Nous n'avons pas observé l'activité gamma à 181 keV attribuée par Velandia et al.[4] au ^{76}Rb (formé par la voie (^{16}O,3n) avec une section efficace estimée à 1 mb) et apparemment observée par Wells et al.[6]. Par contre, une série de raies gamma d'énergie 344,354,424 et 885 keV associées à une période $t_{1/2}$ = 34 ± 3 sec a pu être attribuée à l'activité du ^{76}Rb en accord avec les résultats de la collaboration Isolde[5].

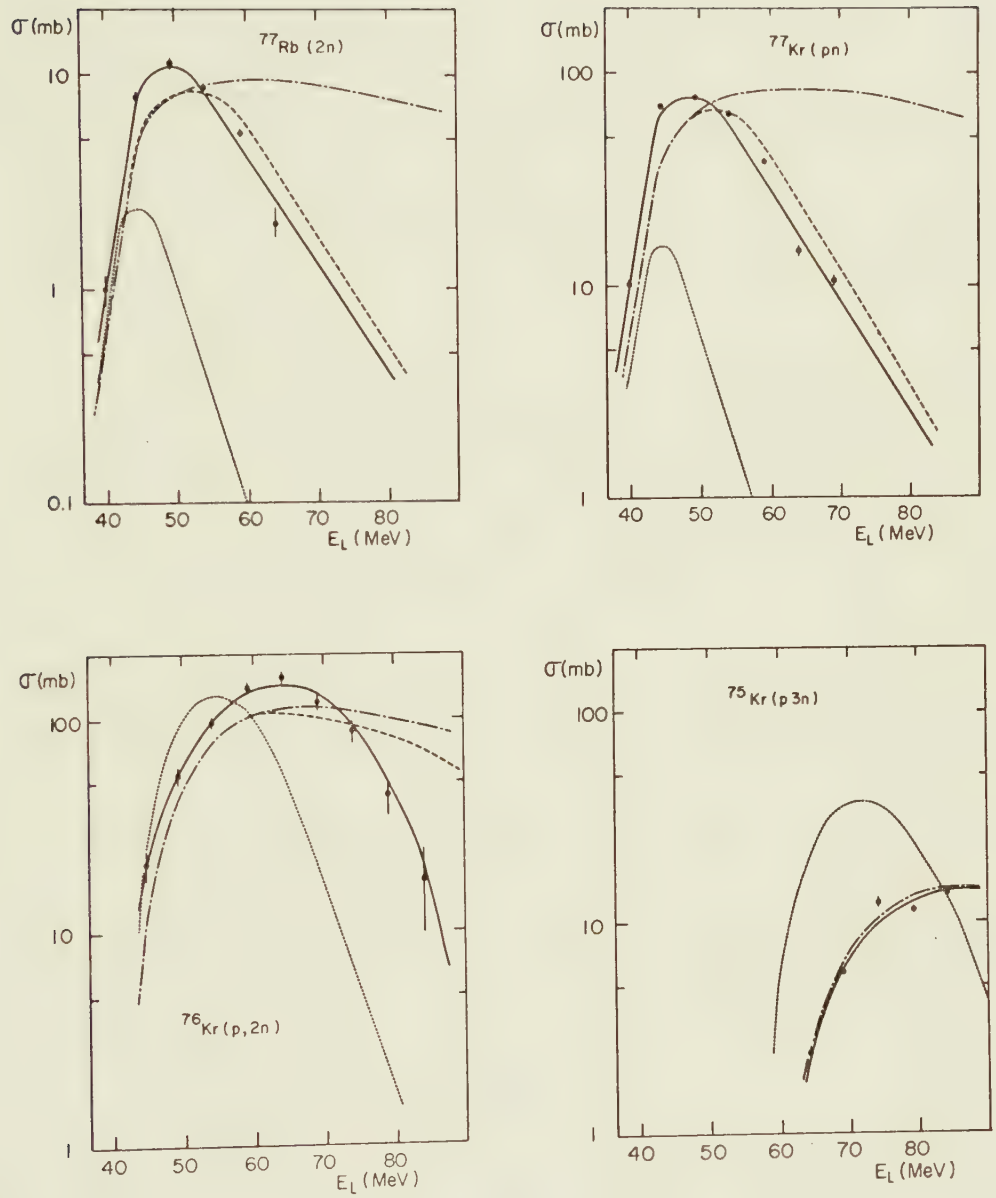

Fig. 6 : Sections efficaces absolues des voies d'évaporation xn et pxn dans la réaction $^{16}O+^{63}Cu$ à des énergies incidentes E_L(Lab). Les courbes à traits pleins sont tracées à travers les points expérimentaux. Les prédictions obtenues avec le code Alice sur plusieurs hypothèses (voir section II.3) sont aussi représentées : en pointillé quand on ne tient pas compte du moment angulaire 24) ; en mixte quand on suppose un comportement d'une goutte liquide en rotation pour le noyau composé, avec contribution de toutes les ondes partielles ; en tirets quand les contributions des ondes partielles sont restreintes à $l \leqslant l_{cr}$.

II.3.2. Voie (^{16}O,pxn).

Les fonctions d'excitation pour les isotopes du krypton, formés par les réactions (^{16}O,pn), (^{16}O,p2n) et (^{16}O,p3n) sont montrées dans la figure 6. D'après les valeurs élevées des sections efficaces absolues des deux premières voies, il apparait que l'évaporation d'un proton suivie par l'émission de neutrons est suffisante pour laisser le noyau résiduel dans un état d'équilibre. Par contre, à des énergies élevées, ces émissions ne suffisent plus et d'autres voies de désexcitation sont ouvertes.

Dans le calcul de la section efficace absolue de la voie (^{16}O,pn) nous avons tenu compte de la formation de l'isotope ^{77}Kr par la décroissance par β^+ de l'isotope ^{77}Rb. Les résultats présentés dans la figure 6b, ont été ceux donnés par la relation de correction :

$$\sigma_{abs}(^{77}Kr) = \sigma_{exp}(^{77}Kr) - \sigma_{abs}(^{77}Rb) \qquad (II.2)$$

avec σ_{abs} = section efficace absolue de réaction de la voie indiquée
σ_{exp} = Section efficace de la voie donnée par la relation (II.1).

II.3.3. Les voies (^{16}O,2pxn) et (^{16}O,αxn).

Les fonctions d'excitation des 5 noyaux résiduels formés par ces voies sont montrées dans les figures 7 et 8. Ces 5 isotopes du Brome ont été formés par les réactions décrites ci-dessous.

a) $^{63}Cu(^{16}O,2p)^{77}Br$. La masse 77.

Pour déterminer la section efficace absolue de cette voie, des spectres gamma ont été mesurés 48 heures après la fin des irradiations des cibles afin d'avoir un taux de comptage raisonable pour l'isotope ^{77}Br, dont la période est de 56 heures. Après ce temps d'attente, tous les noyaux résiduels formés par les réactions (^{16}O,2n) et (^{16}O,pn) ont eût le temps de décroitre pour former l'isotope ^{77}Br, d'après le schéma de désintégration :

$$^{77}Rb \xrightarrow[T_{1/2}=3,6m]{\beta^+} {}^{77}Kr \xrightarrow[T_{1/2}=75m]{\beta^+} {}^{77}Br \ ,$$

de même que pour l'état isomérique $(9/2^+)$, $T_{1/2}$ = 4,2m, décroissant à 100 % vers l'état fondamental $(3/2^-)$ du ^{77}Br. Ainsi, le résultat donné par la relation (II.1) est en réalité, la section efficace absolue de formation de la masse A=77 formées par les voies d'évaporation (^{16}O,2n), (^{16}O,pn) et (^{16}O,2p).

Pour la section efficace absolue de la voie (^{16}O,2p), une relation analogue à la relation (II.2) a été utilisée :

$$\sigma_{abs}(^{77}Br) = \sigma_{exp}(^{77}Br) - (\sigma_{abs}(^{77}Rb) + \sigma_{abs}(^{77}Kr)) \qquad (II.3)$$

dont les résultats sont montrés dans la figure 7. Les incertitudes des valeurs expérimentales sont dûes aux erreurs introduites par le procédé de soustraction ci-dessus.

b) $^{63}Cu(^{16}O,2pn)^{76}Br$.

La fonction d'excitation apparaît dans la figure 7. On remarque les valeurs élevées de la section efficace absolue de cette voie, d'un ordre de grandeur comparable à la voie analogue (^{16}O,p2n).

c) $^{63}Cu(^{16}O,\alpha)^{75}Br$.

C'est l'une des voies les plus probables pour la désexcitation du noyau composé formé avec une énergie d'excitation élevée, comme le démontre la fonction d'excitation dans la figure 8. Ayant un seuil énergétique de 55 MeV, cette voie vient en compétition avec les 2 voies voisines (^{16}O,p2n) et (^{16}O,2pn).

Les corrections dûes à la décroissance par β^+ de l'isotope ^{75}Kr ont été effectuées sur les valeurs expérimentales de la section efficace absolue de la voie (^{16}O,α). La courbe de la figure 8 en tient compte.

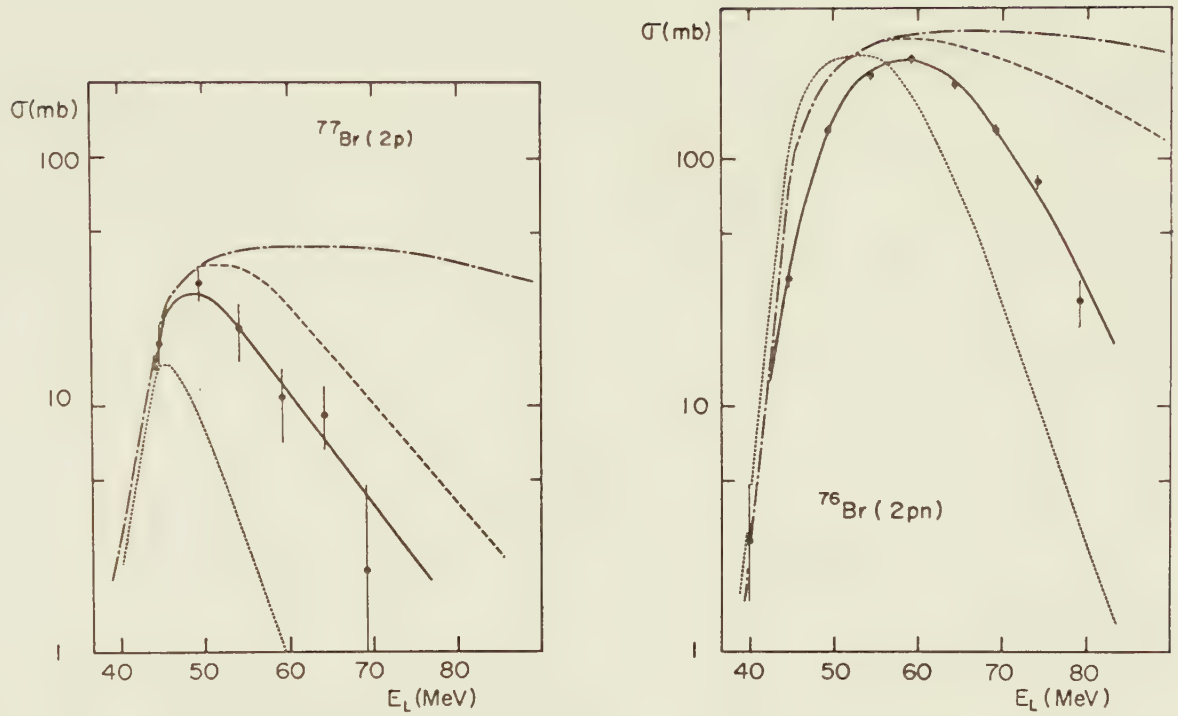

Fig. 7 : Sections efficaces absolues des voies d'évaporation (^{16}O,2pxn).

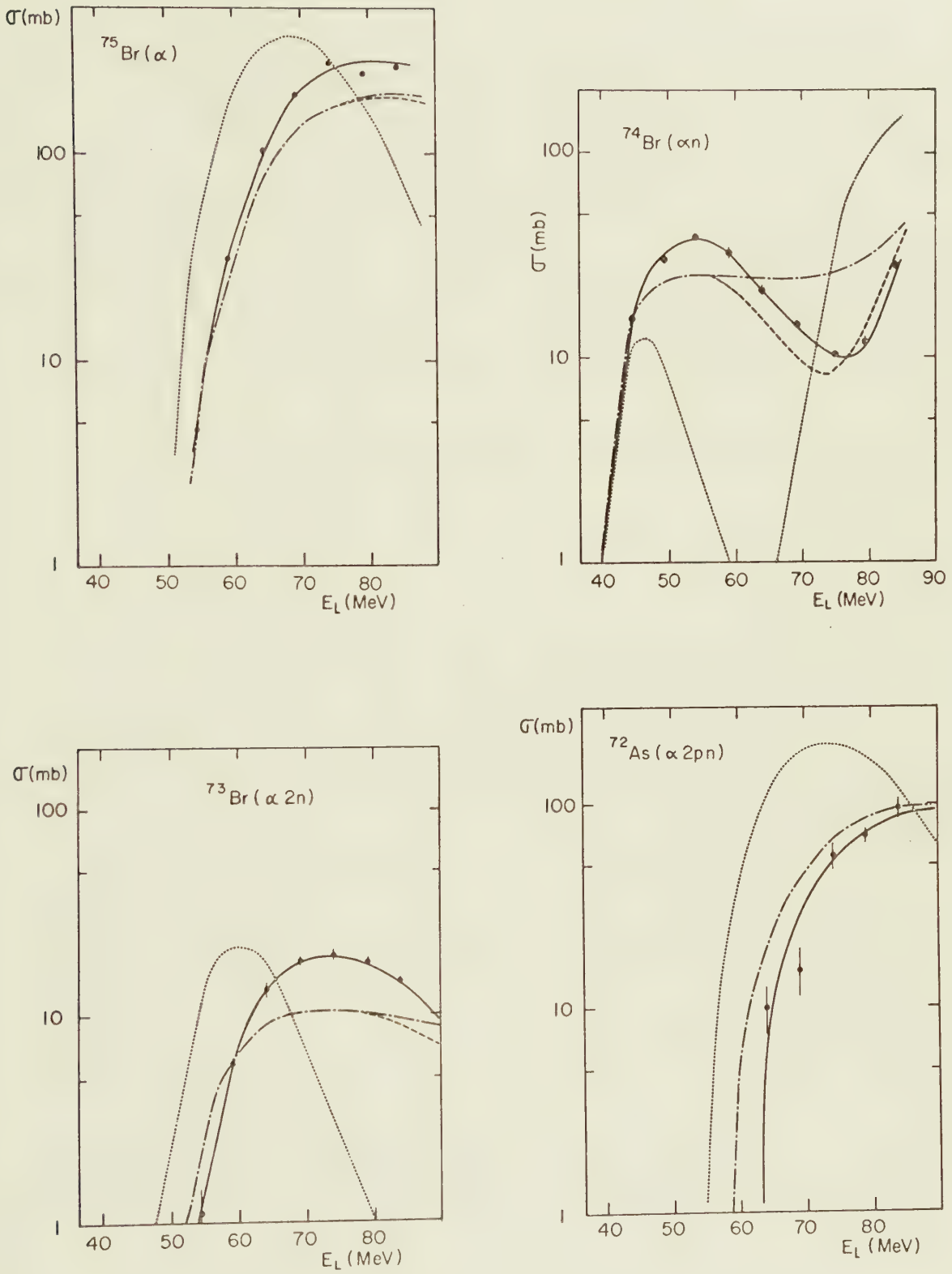

Fig. 8 : Sections efficaces absolues des voies d'évaporation (^{16}O,αxn) et (^{16}O,α2pxn).

d) $\underline{^{63}Cu(^{16}O,\alpha n)^{74}Br}$ et $\underline{^{63}Cu(^{16}O,\alpha 2n)^{73}Br}$.

Le comportement de la section efficace absolue de l'isotope ^{74}Br dont la variation avec l'énergie est montrée dans la figure 8. Elle a une forme structurée, avec un premier maximum vers 55 MeV et un autre probablement vers une énergie de 95 MeV, avec un espacement des maxima de l'ordre de 40 MeV. Comme l'ont remarqué Gauvin et al.[7], cette forme structurée de la fonction d'excitation est dûe à la somme de deux processus : le premier maximum est du à la voie ($^{16}O,\alpha n$), le second à la voie ($^{16}O,2p3n$) qui a un seuil énergétique supérieur de 40 MeV à celui de la voie ($^{16}O,\alpha n$).

La fonction d'excitation mesurée pour l'isotope ^{73}Br est donnée dans la figure 8.

II.3.3.1. Les états Isomériques ($9/2^+$) des Isotopes Impairs du Brome.

La figure 11 montre les résultats expérimentaux des états isomériques ($9/2^+$) des noyaux impairs du Br. Jusqu'à présent, ces résultats existent pour la région en-dessus de N = 40, mais la seule indication sur le comportement des états ($9/2^+$) en-dessous de N = 38 est basée sur les résultats expérimentaux connus pour l'état analogue des isotopes impairs $^{71,73}As$ (figure 11). Si cette analogie est correcte, on peut prévoir le niveau ($9/2^+$) dans les isotopes $^{75,73}Br$ à quelques centaines de keV au-dessus de l'état fondamental. Toutefois, G. Murray et al. [8], dans l'étude de la décroissance du ^{73}Br, formé par la réaction $^{59}Co(^{16}O,2n)^{73}Br$, n'ont observé aucune activité pouvant être attribuée à l'état ($9/2^+$). Un même résultat négatif a été trouvé par Roeckl et al.[1] pour l'isotope de masse A = 75, où la décroissance du ^{75}Kr a été étudiée par la réaction Zr(p,5pxn), induite par des protons de 600 MeV.

Nous avons recherché, avec des irradiations courtes de l'ordre de 50 sec et à des énergies incidentes de 65 et 75 MeV une activité pouvant provenir d'un éventuel état isomérique du ^{75}Br. Un résultat

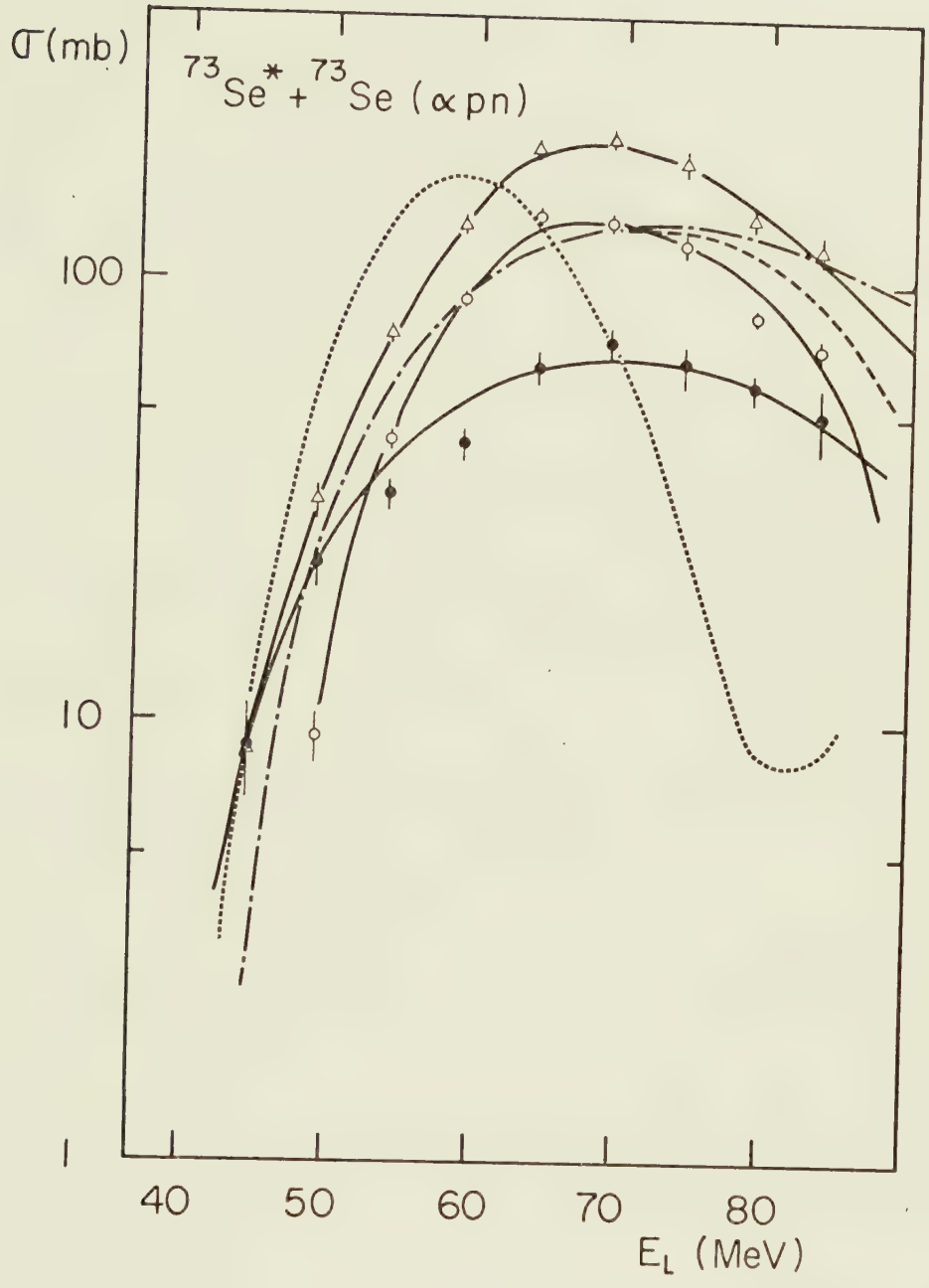

Fig. 9 : Section efficace absolue de la voie d'évaporation (^{16}O,αpn). Les points noirs correspondent à la formation de l'isomère $^{73}Se^{x}(J^{\pi}=1/2^{-})$ et les points blancs à la formation du fondamental $^{73}Se^{g}$ $(J^{\pi}=7/2^{+})$, les triangles correspondent à la somme de deux sections efficaces. Les résultats théoriques calculés avec le code Alice (figure 6) s'appliquent à la somme des sections efficaces.

négatif a été trouvé pour lequel les raisons suivantes peuvent être invoquées : i) une période très courte pour le niveau $(9/2^+)$; ii) l'état $(9/2^+)$ est si proche d'un autre niveau que le doublet n'est pas résolu ; iii) l'influence de la transition de forme allongé-aplati [23] entre N = 36 et N = 46 avec possibilité d'une région de noyaux "superfluides" autour de N = 40.

II.3.4. La voie (^{16}O,αpn). Le rapport Isomérique $^{73}Se^{6,g}$.

Pour la détermination de la section efficace de la voie (^{16}O,αpn) il a été possible de séparer la formation du noyau résiduel ^{73}Se dans son état fondamental ($j^\pi=7/2^+$, $t_{1/2}=7,1h$) et dans son état isomérique ($j^\pi=1/2^-$, $t_{1/2}=39m$), dont les fonctions d'excitation correspondantes sont données dans la figure 9. L'analyse des deux fonctions d'excitations peut être effectuée au moyen de la "sharp cut off approximation"[9] suivant le schéma suivant.

Supposons qu'il existe une valeur $l=l_f$ du moment angulaire au-dessus de laquelle la section efficace de formation de l'état de plus bas spin σ_f est nulle. Dans ce cas,

$$\sigma_f = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{l_f} (2l+1) = \pi\lambda\!\!\!^{-2} l_f(l_f+1) \qquad 1$$

Par ailleurs, la section efficace de formation totale σ_T pour cette voie s'écrit :

$$\sigma_T = \sigma_g + \sigma_f = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{l_{cr}} (2l+1) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\, l_{cr}(l_{cr}+1) \qquad 2$$

où σ_g est la section efficace de formation de l'état de plus haut spin. Les relations 1 et 2 nous permettent d'écrire la relation suivante :

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_f+\sigma_g} = \frac{l_f(l_f+1)}{l_{cr}(l_{cr}+1)} \qquad 3$$

La détermination de σ_f et σ_g (figure 9) et des valeurs du moment angulaire l_{cr} (paragraphe II.5) permet ainsi une détermination

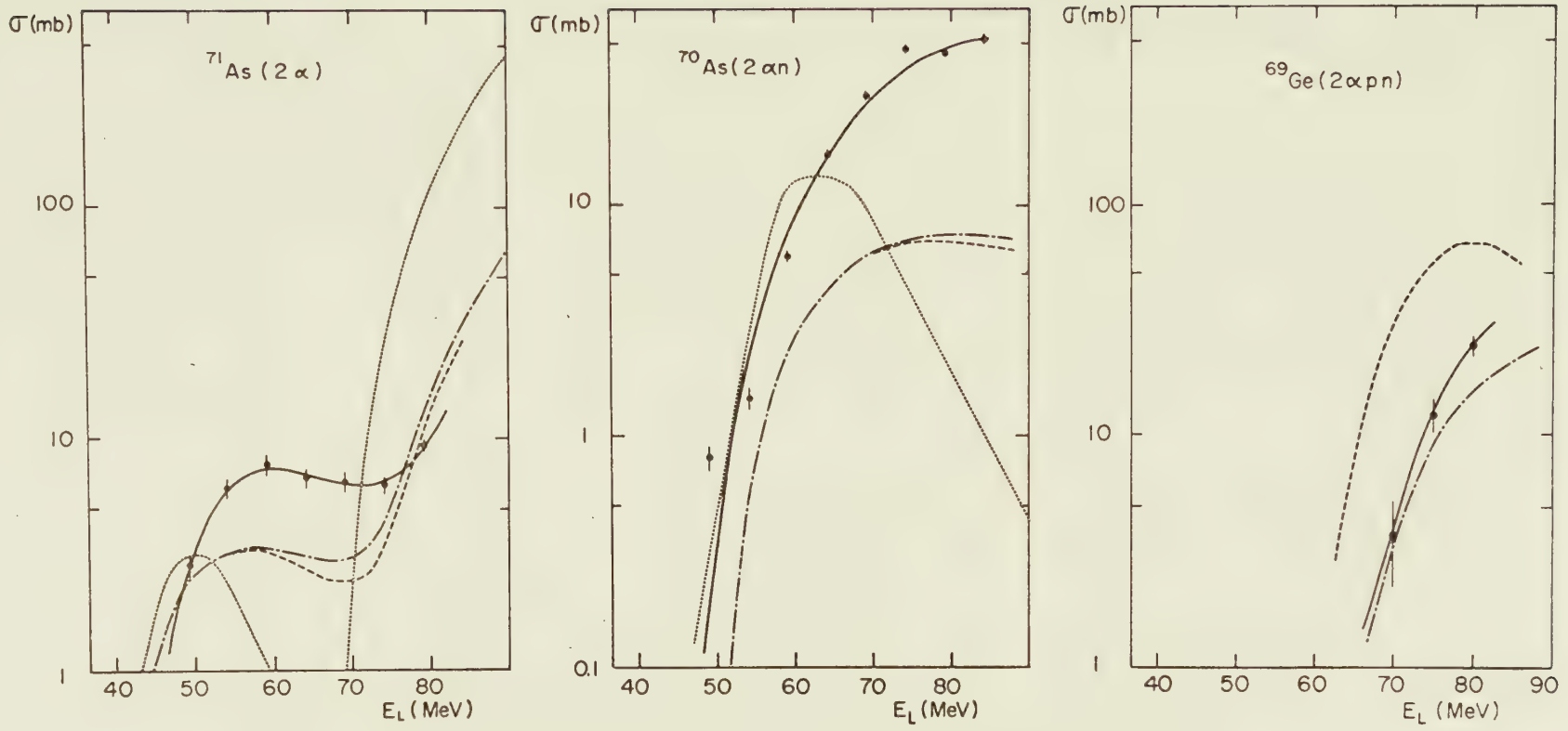

Fig. 10 : Sections efficaces absolues des voies d'évaporation (^{16}O,2αxn) et (^{16}O,2αpxn).

des valeurs de l_f qui sont données dans la figure 12. Toutefois, l'analyse en ondes partielles par le code Alice (figure 13) nous a permis de déterminer d'une façon plus directe les valeurs expérimentales du moment angulaire l_f et d'après les résultats montrés dans la figure 12, la "sharp cut off approximation" est surtout valable au maximum des sections efficaces. Nous pouvons ainsi rendre compte du rapport du maximum des deux sections efficaces, et des différences de seuil et de formes, car le moment angulaire l_{cr} est plus sévère pour l'état fondamental ($J^{\pi}=7/2^{+}$), la différence de seuil étant expliquée par le fait qu'à une faible énergie d'excitation, le noyau résiduel ne peut être formé que dans un état de moment angulaire $l < l_f$.

II.3.5. Les voies (^{16}O,α2pn) et (^{16}O,2αxn).

Les fonctions d'excitation des trois isotopes $^{72,71,70}As$, formés par les voies d'évaporation (^{16}O,α2pn), (^{16}O,2α) et (^{16}O,2αn), apparaissent dans les figures 8 et 10. On remarque la forme structurée de la section efficace de la voie (^{16}O,2α). L'explication est identique à celle donnée dans le paragraphe II.3.3. pour la voie (^{16}O,αn) : le premier maximum est dû à l'évaporation de 2α, et un deuxième maximum vers 100 MeV est dû à la voie α2p2n.

II.3.6. La voie (^{16}O,2αpn).

C'est la dernière voie de désexcitation mesurée du noyau composé ^{79}Rb. Elle a été étudiée par la mesure de l'activité γ du ^{69}Ge dont la fonction d'excitation est montrée dans la figure 10.

II.4. REACTION (^{16}O,^{12}C).

Nous avons détecté une activité gamma à 184,5 keV dont la période correspond à celle du ^{67}Ga ($t_{1/2}$=78h) et dont la fonction d'excitation est montrée dans la figure 14. Si on la compare avec les prévisions du code Alice pour la voie d'évaporation 3α, il est clair que le noyau résiduel a été formé par la réaction directe

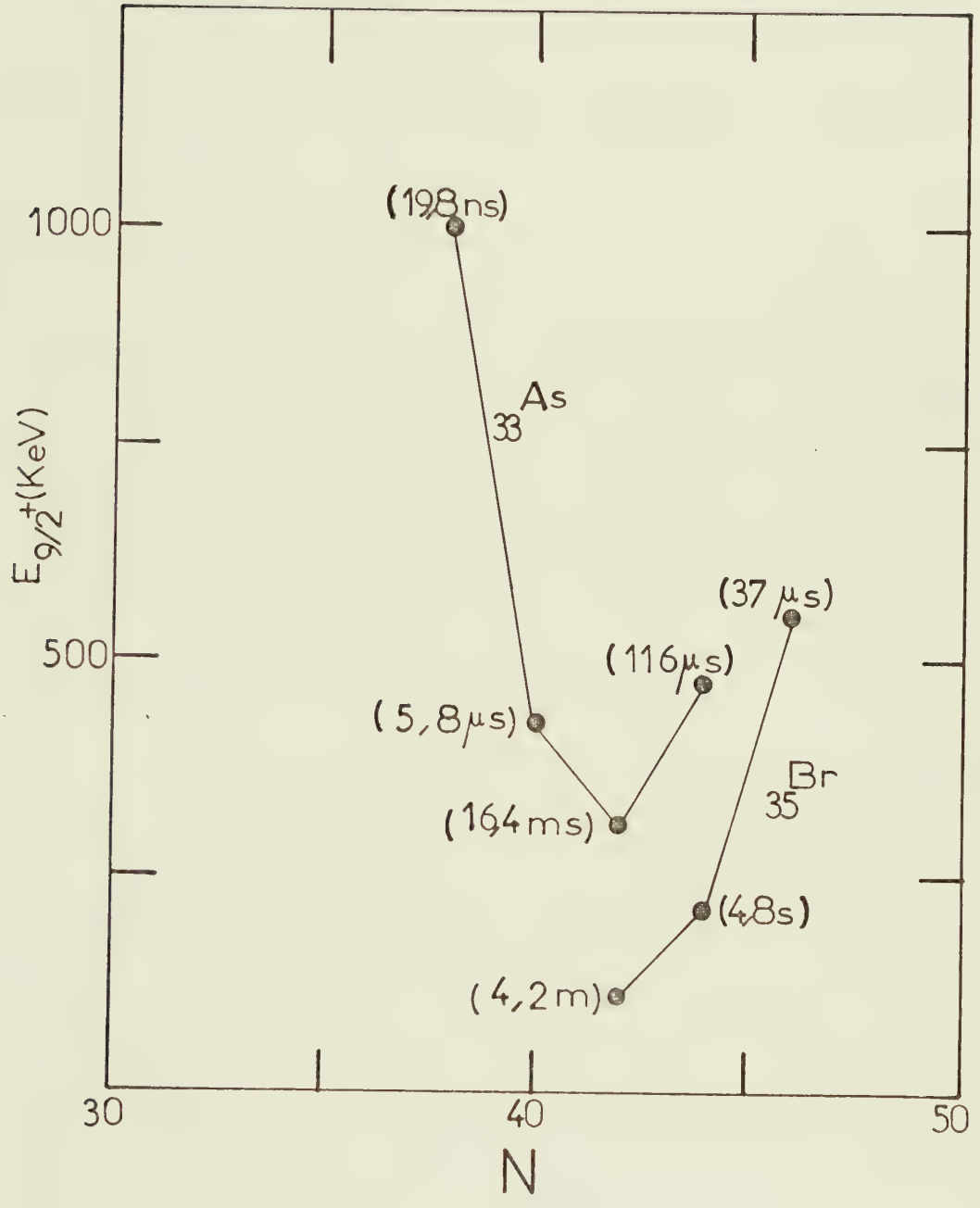

Fig. 11 : Comportement de l'état $J^{\pi}=9/2^{+}$ entre N = 38 et 46 pour les isotopes impairs de As et Br.

$^{63}Cu(^{16}O,^{12}C)^{67}Ga$. Dès qu'on dépasse la barrière coulombienne, le transfert d'une particule arrive à son maximum pour se maintenir approximativement constant avec l'énergie. On remarque que dans l'interaction entre deux ions lourds à des énergies incidentes élevées, ces transferts très inélastiques [10] de particules sont toujours favorisés.

II.5. Les voies d'évaporation estimées.

Des dix-huit voies d'évaporation ayant une section efficace supérieure à 1mb, quatre voies $(^{16}O,3pn)$, $(^{16}O,\alpha p)$, $(^{16}O,\alpha p2n)$ et $(^{16}O,\alpha 2p)$ n'ont pas pu être observées pour les raisons exposées plus haut (II.3). Les sections efficaces correspondantes ont été estimées à partir des résultats expérimentaux obtenus pour les voies analogues $(^{16}O,p3n)$, $(^{16}O,\alpha n)$, $(^{16}O,\alpha 2pn)$ et $(^{16}O,\alpha 2n)$ et de l'analyse générale des fonctions d'excitation discutées dans les paragraphes suivants. Ces sections efficaces ne contribuent au maximum qu'à 25% de la section efficace totale de formation du noyau composé.

II.6. La validité des prévisions du Code Alice.

Il ressort des courbes des fonctions d'excitation montrées que le calcul d'évaporation où l'on suppose que seule l'onde S intervient dans la formation du noyau composé ne rend absolument pas compte du comportement des fonctions d'excitations mesurées ; par contre, l'hypothèse où l'on suppose que toutes les ondes partielles sont absorbées prédit correctement l'ordre de grandeur des sections efficaces maximales pour la plupart des voies. Cependant, l'accord avec les résultats expérimentaux se dégrade pour les valeurs élevées de l'énergie incidente, ce qui témoigne du fait que les ondes partielles d'ordre élevé ne contribuent plus, ou contribuent moins, à la formation du noyau composé. On peut en conclure, donc, que le noyau composé est formé jusqu'à un état de moment angulaire l_{cr} qui est inférieur au moment angulaire l_{max} apporté par le projectile dans la voie d'entrée.

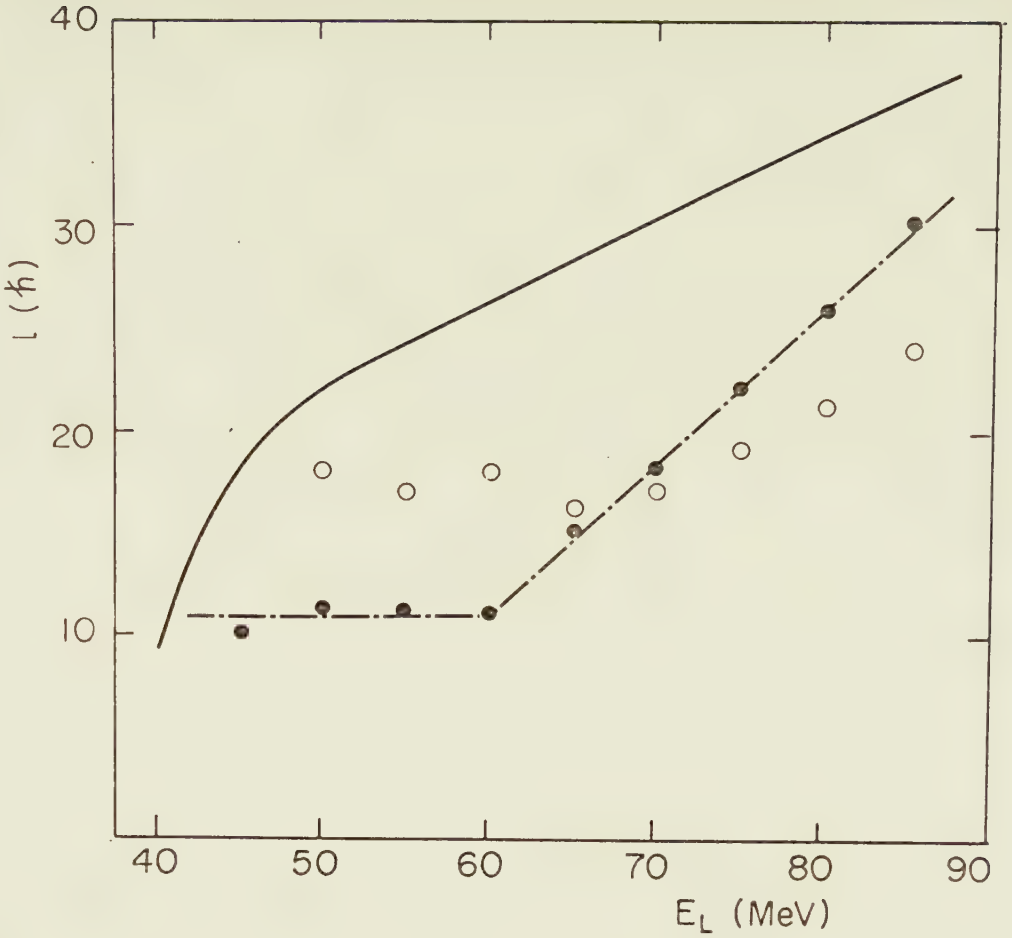

Fig. 12 : Analyse du rapport isomérique $^{73}Se^{f,g}$ avec la "sharp Cut-off approximation". Dans cette courbe, les moments angulaires sont montrés en fonction de l'énergie incidente. La courbe à traits pleins reproduit les valeurs du moment angulaire critique l_{cr} (figure 16). Les points noirs correspondent aux valeurs l_f de coupure obtenues (voir section II.3.4) par une analyse en ondes partielles de la section efficace de formation du ^{73}Se avec le code Alice (figure 13). Les points blancs correspondent aux valeurs prévues[9] de l_f.

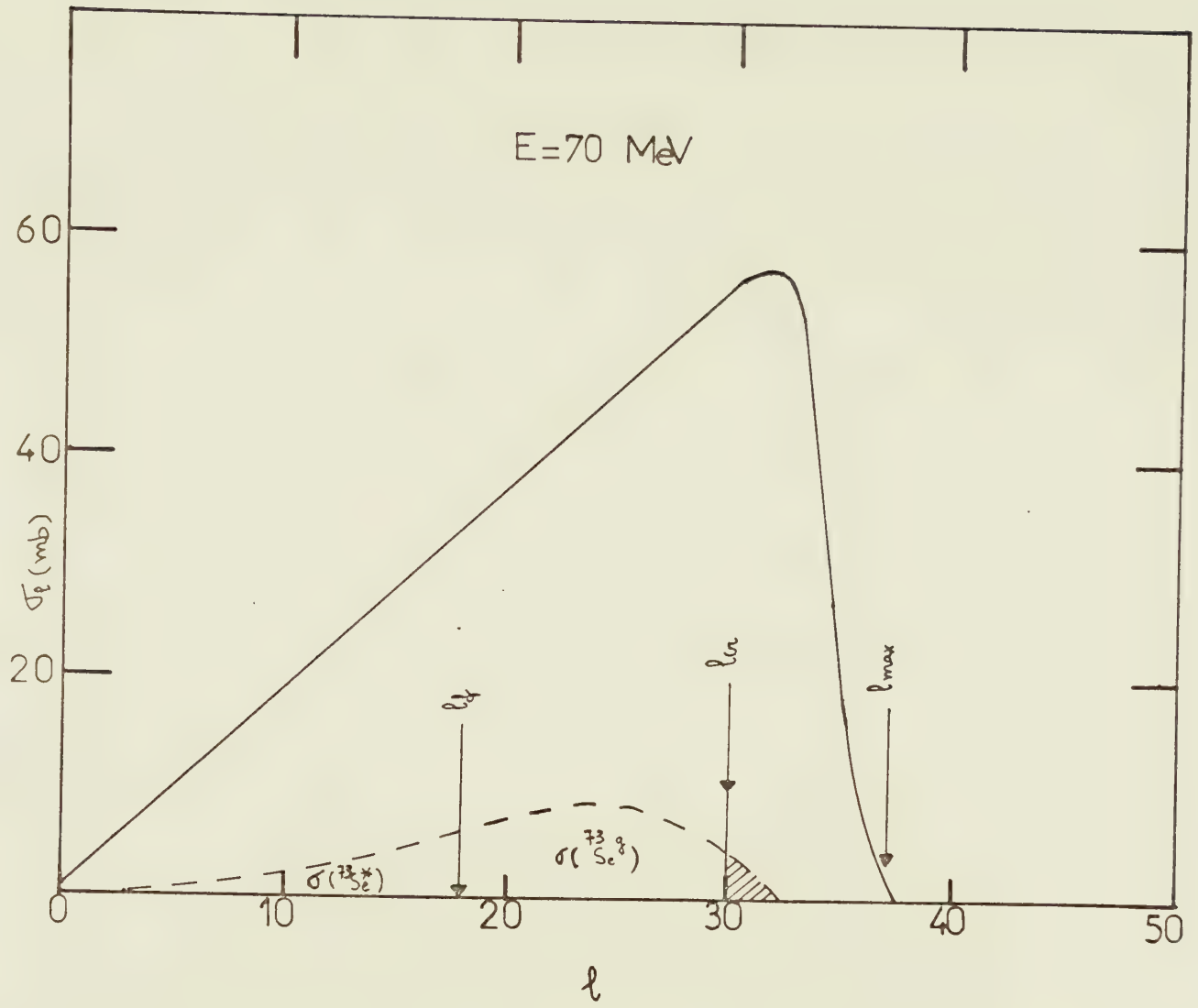

Fig. 13 : Analyse en ondes partielles du rapport isomérique $^{73}Se^{f,g}$.

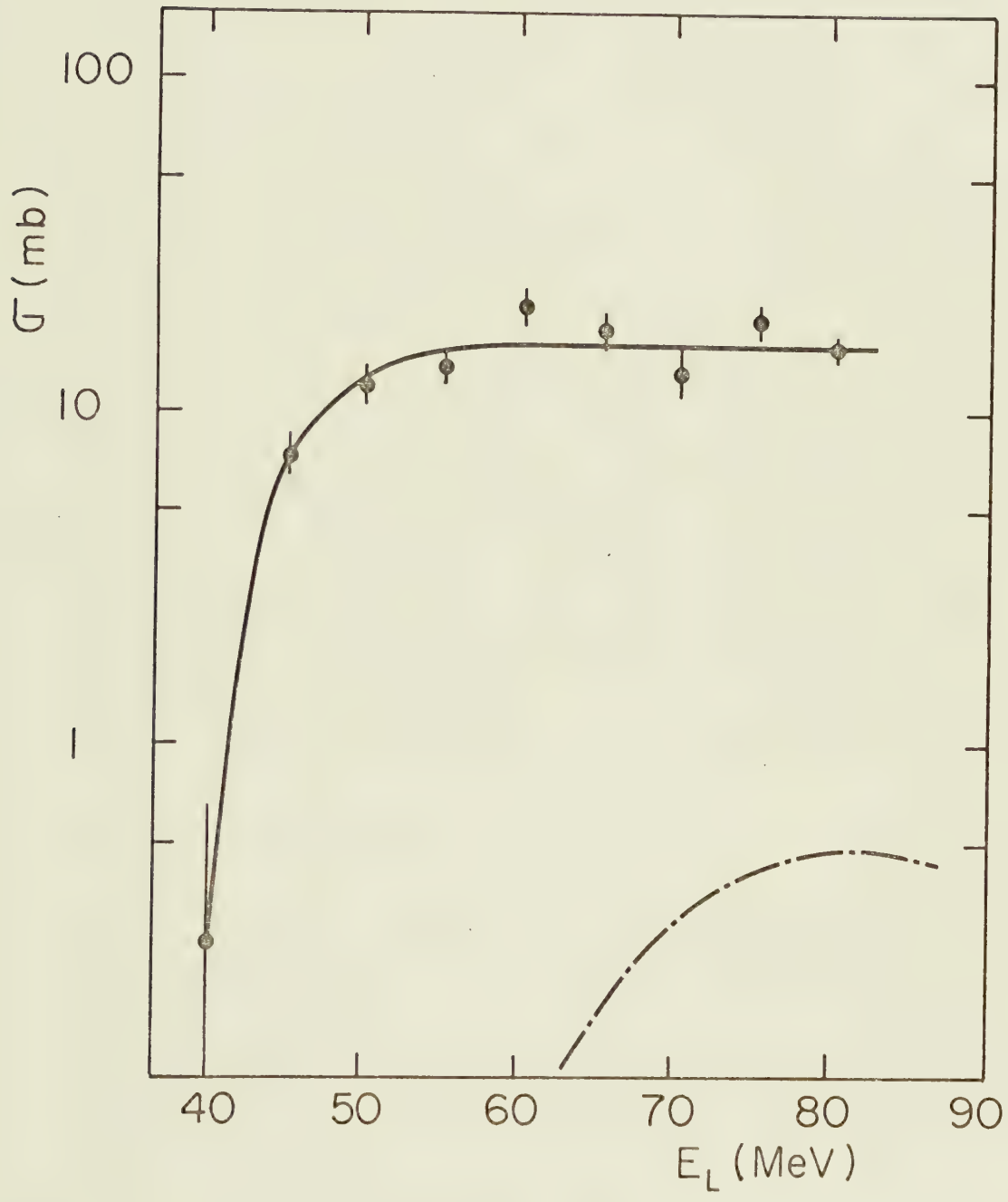

Fig. 14 : Fonction d'excitation de la réaction (^{16}O,^{12}C). La courbe à traits pleins est tracée vers les points expérimentaux. Les calculs d'évaporation avec le code Alice correspond à la courbe mixte.

Une des déterminations possibles des valeurs de l_{cr} est donnée par l'analyse des fonctions d'excitation pour les voies les plus sensibles à la contribution des ondes partielles d'ordre élevé. Cette analyse par le Code Alice permet de déterminer les valeurs de l_{cr} avec une précision meilleure que ± 1 $\hbar$ en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé (figures 6 à 10). On constate que les sections efficaces obtenues par l'analyse en l_{cr} sont en bon accord avec les résultats expérimentaux pour presque toutes les voies d'évaporation. L'examen de l'ensemble des fonctions d'excitation montre, toutefois à une énergie élevée, une sous-estimation des voies d'évaporation de particules α avec surestimation corrélée des voies (^{16}O,2pn) et (^{16}O,p2n). Cet effet est surtout amplifié pour les voies d'évaporation de deux particules α (figure 10), où le calcul semble sous-estimé considérablement les sections efficaces, bien que les seuils et les formes des fonctions d'excitation soient correctement reproduits. Une des explications pausibles pour ces désaccords pourrait venir des contributions à la section efficace d'évaporation de la réaction directe (^{16}O,^{8}Be) suivie de l'évaporation d'un ou plusieurs nucléons. Toutefois, une telle possibilité apparaît improbable car la section efficace observée pour une des réactions directes les plus favorisées (^{16}O,^{12}C)(figure 14) est plus faible (10mb) que celle de la voie (^{16}O,^{8}Be) nécessaire pour l'explication de ces désaccords.

II.7. Section efficace de fusion complète.

La variation de σ_{CF} avec l'énergie incidente est montrée dans la figure 15. Elle a été déterminée en additionnant les sections efficaces d'évaporation mesurées à celles qui ont été estimées. Si on la compare avec la section efficace de réaction σ_R calculée (figure 15), le rapport σ_{CF}/σ_R décroît pour des énergies incidentes élevées par rapport à la barrière coulombienne. Cela veut dire que des limitations commencent à intervenir dans la fusion entre les deux ions interagissant, d'autant plus que le noyau composé devrait se former dans un état d'énergie d'excitation élevée.

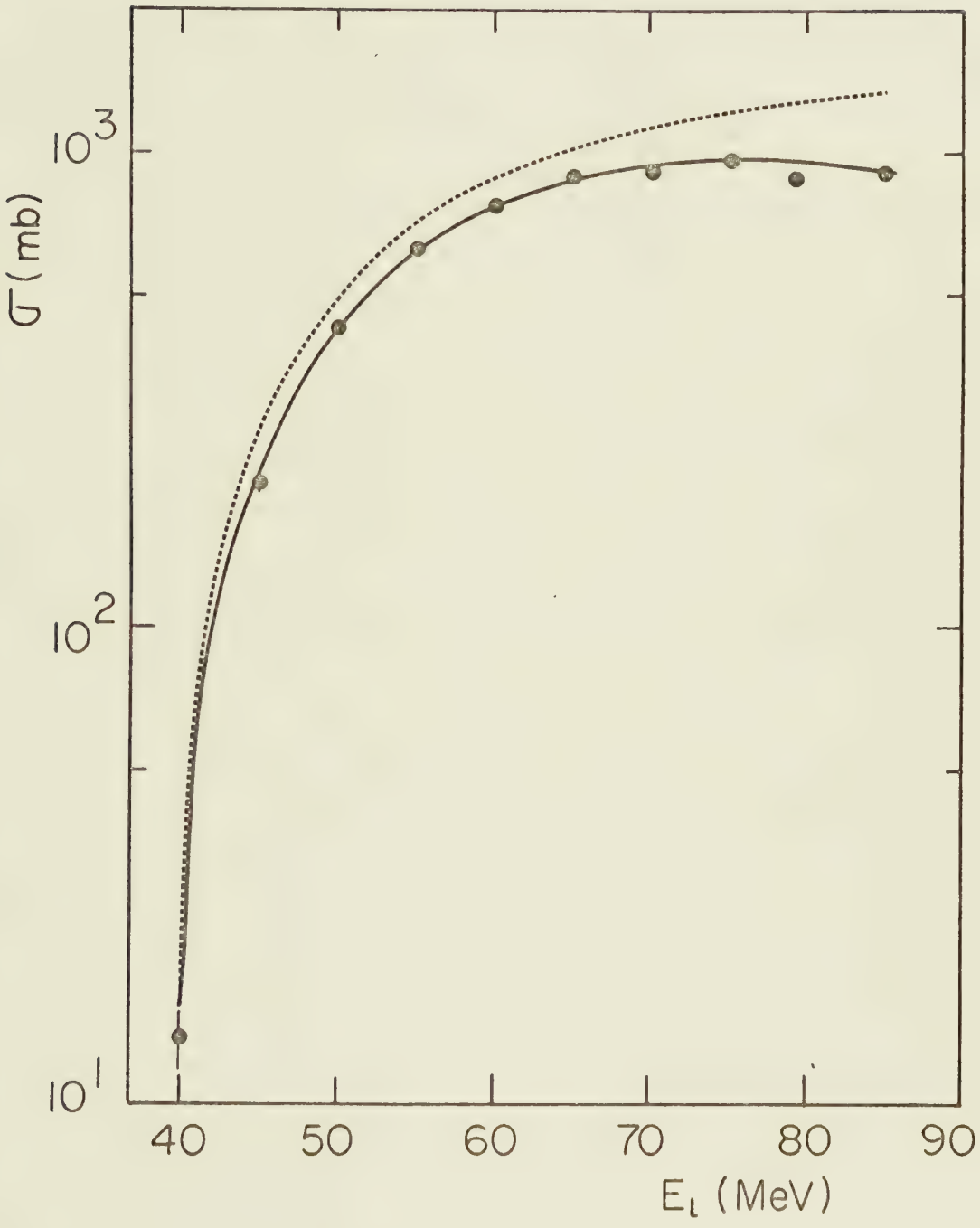

Fig. 15 : Section efficace de fusion complète dans le système $^{16}O+^{63}Cu$ en fonction de l'énergie incidente E_L (Lab). La courbe en traits pleins est tracée à travers les points expérimentaux ; celle en pointillé représente la section de réaction totale calculée.

Il existe plusieurs modèles, parfois contradictoires [11-14], qui cherchent à rendre compte de ce comportement de la section efficace de fusion σ_{CF}. Lorsqu'on les confronte avec les résultats expérimentaux, des succès peuvent être obtenus[14] dans certains cas, mais aucun accord général ne peut être trouvé[15].

Dans le chapitre qui suit, nous confrontons les résultats expérimentaux avec les prévisions de ces modèles.

CHAPITRE III

ANALYSE DE LA LIMITATION DE LA SECTION EFFICACE DE FUSION COMPLETE.

III.1. DETERMINATION DES MOMENTS ANGULAIRES CRITIQUES.

Dans le chapitre précédent, le fait que le rapport σ_{CF}/σ_R était décroissant a été expliqué par une limitation dans la contribution des moments angulaires élevés pour la formation du noyau composé. Les valeurs de l_{cr} obtenues par l'analyse des sections efficaces avec le code Alice nous ont permis de reproduire correctement la plupart des fonctions d'excitation mesurées. Les valeurs de l_{cr} ainsi déterminées sont données dans le tableau III.1 et la variation de l_{cr} avec l'énergie d'excitation du noyau composé est reproduite dans la figure 16.

Cependant, cette détermination dépend des hypothèses du modèle statistique[18] inhérent au code Alice. Il faut les comparer avec la détermination des valeurs du moment angulaire critique données par l'analyse de la section efficace de fusion complète déterminée expérimentalement. Pour cela, soit

$$\sigma_{CF} = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\, P_l \qquad \begin{array}{l} \lambda\!\!\!^{-} = \hbar^2/2\mu E_{cm} \\ \mu = \text{masse réduite} \\ P_l = T_l \times P_l(NC) \end{array} \qquad \text{(III.1)}$$

la section efficace de fusion complète, P_l étant le produit du coefficient de transmission T_l avec la probabilité $P_l(NC)$ pour que l'onde l forme un système composé. En introduisant une valeur critique $l=l_{cr}$ dans les ondes partielles tel que $T_l << 1 (P_l(NC)=0)$ pour $l > l_{cr}$, la relation III.1. s'écrit :

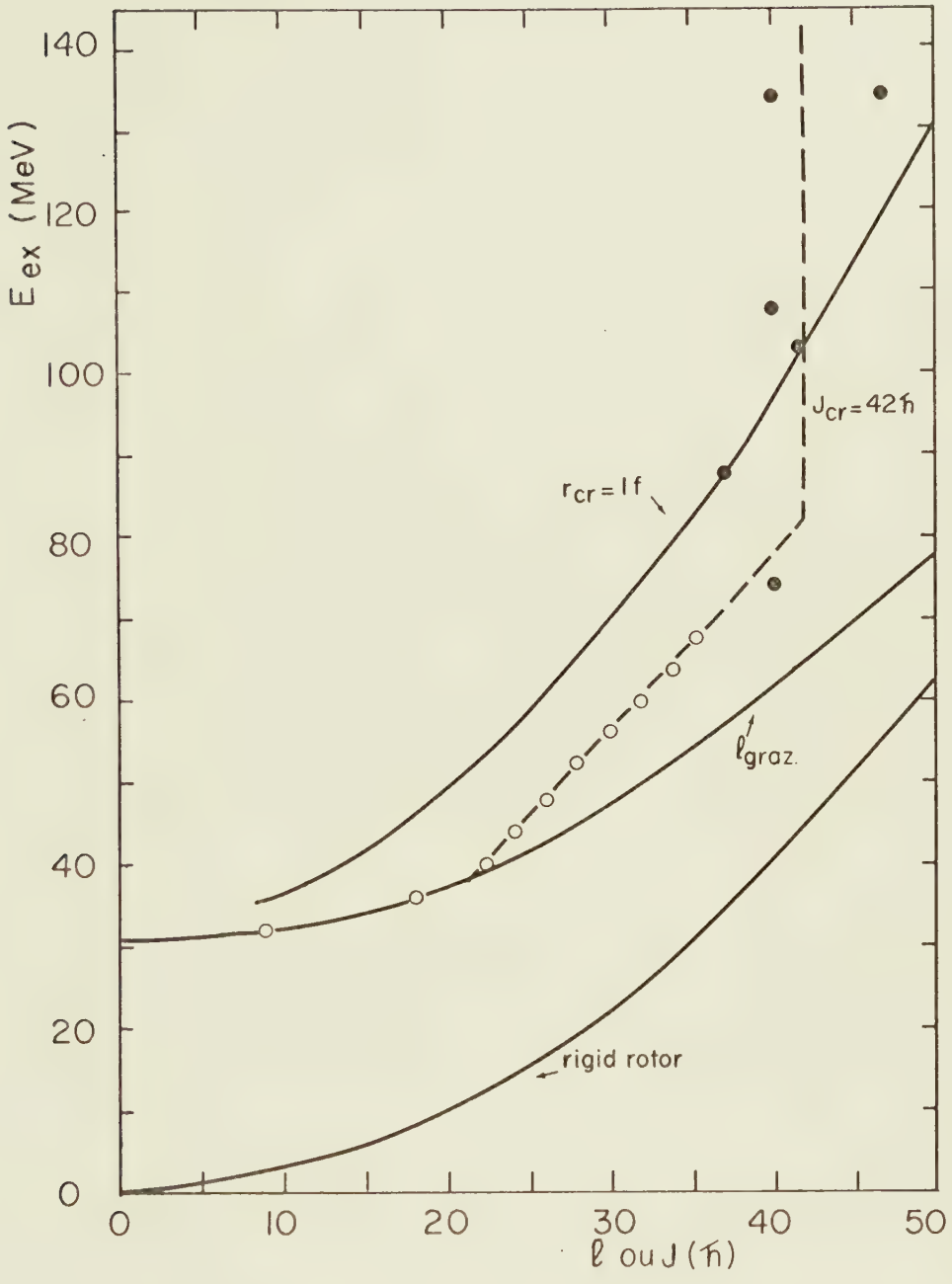

Fig. 16 : Variation en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé, du moment angulaire l_{cr} déduits (voir section II.5) des sections efficaces expérimentales (points blancs) et obtenues à partir des résultats de Natowitz[17] (points noirs). Sont aussi représentés les moments angulaires l_{gr} disponibles dans la voie d'entrée, le moment angulaire du noyau composé dans le modèle du Rotor rigide et la valeur J_{cr}=42h prédite par le modèle de Wilczynski[12].

Tableau III.1 : Valeurs expérimentales du moment angulaire critique (l_{cr}) et de la distance d'approche critique (r_{cr}).

E_{lab}(MeV)	σ_{CF}(mb)	σ_R(mb)	σ_{CF}/σ_R	ℓ_{max}	ℓ_{cr}(1)	ℓ_{cr}(2)	r_{cr}(fm)
40	13.63±1.84	17.42	0.78±0.10	9	9	-	-
45	198.48±5.23	256.86	0.77±0.02	18	18	-	1.301±0.032
50	428.65±7.82	509.98	0.84±0.01	23	22	-	1.340±0.025
55	622.29±10.24	711.75	0.87±0.02	28	24	23	1.356±0.021
60	783.71±11.85	875.46	0.89±0.02	32	26	26	1.365±0.019
65	902.42±16.22	1010.43	0.89±0.01	35	28	29	1.357±0.023
70	924.30±15.06	1123.21	0.82±0.01	37	30	31	1.296±0.020
75	976.77±18.56	1218.53	0.80±0.02	40	32	33	1.268±0.023
80	846.90±14.03	1269.87	0.67±0.01	42	34	34	1.143±0.018
85	900.00±16.67	1369.90	0.65±0.02	43	36	35	1.143±0.020

Les valeurs de l_{cr} ont été obtenues (voir section II.4) à partir (1) d'une analyse en ondes partielles des fonctions d'excitation par le code Alice, et (2) des valeurs expérimentales de la section efficace de fusion complète σ_{CF} (relation III.3).

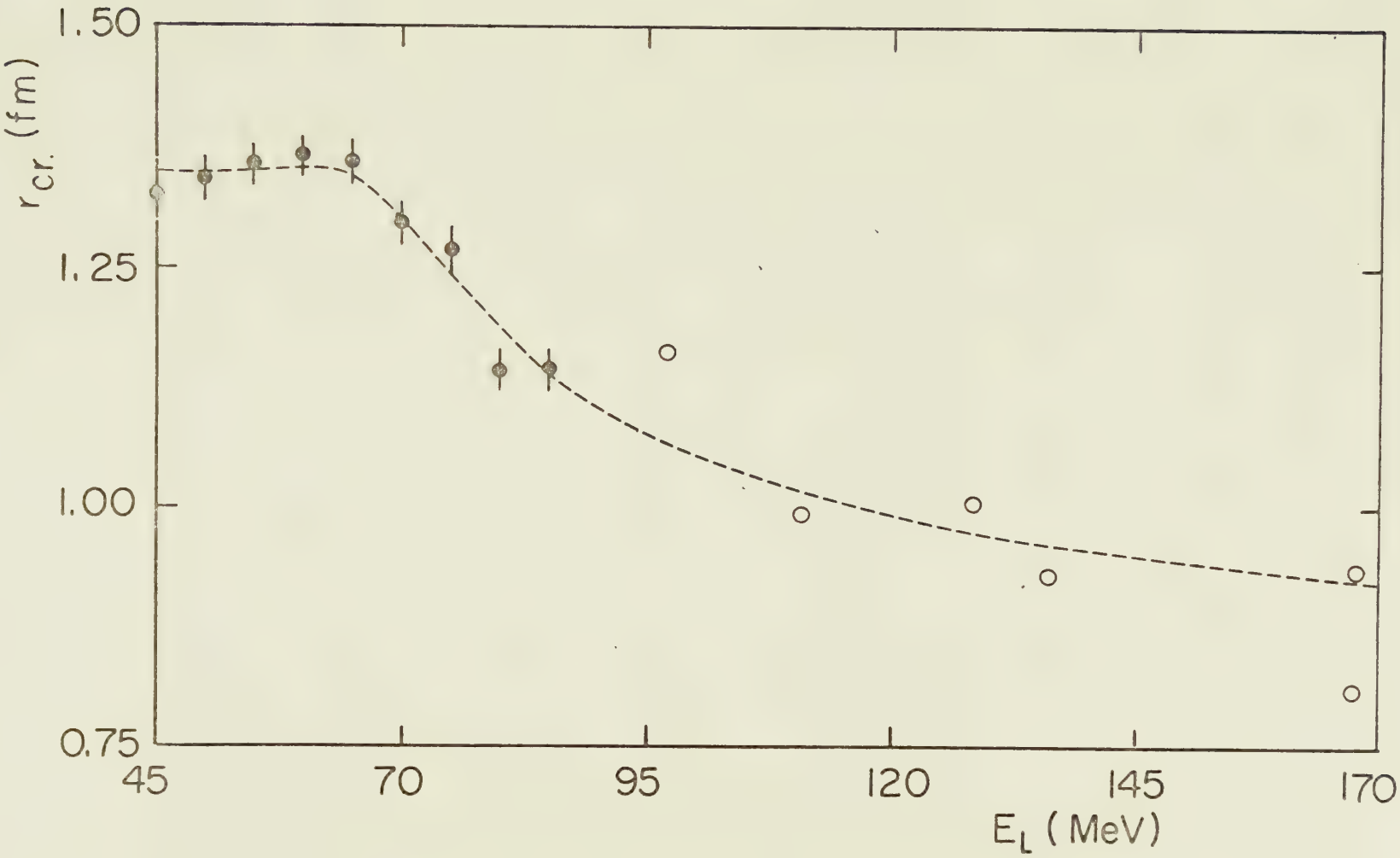

Fig. 17 : Variation des valeurs expérimentales de la distance d'approche critique r_{cr} avec l'énergie incidente. Les points noirs correspondent aux valeurs expérimentales et les points clairs sont ceux déduits à partir des résultats de Natowitz[17].

$$\sigma_{CF} = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=o}^{lcr} (2l+1) P_l(NC) \qquad \text{(III.2)}$$

En supposant une variation dite de "sharp cutoff"[9] pour $P_l(NC)$ tel que :

$$P_l(NC) = \begin{cases} 1 & l \leqslant lcr \\ 0 & l > lcr \end{cases}$$

la relation III.2 s'écrit alors :

$$\sigma_{CF} = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{lcr} (2l+1) = \pi\lambda\!\!\!^{-2} lcr^2 \qquad \text{(III.3)}$$

Donc, à partir de la section efficace de fusion complète les valeurs des l_{cr} peuvent être déduites par la relation ci-dessus. Ces valeurs sont données dans le tableau III.1, ainsi que les valeurs des moments angulaires l_{max} disponibles dans la voie d'entrée. Ces valeurs de l_{max} sont obtenues par la décomposition en ondes partielles de la section efficace de réaction qui, rappelons-le, s'écrit :

$$\sigma_R = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\ T_l$$

Dans la formulation du modèle de "sharp cut-off"[9]

$T_l = 1 \qquad l \leqslant l_{max}$

$T_l = 0 \qquad l > l_{max}$

La section efficace de réaction devient égale à :

$$\sigma_R = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\ (l_{max} + 1)^2$$

L'incertitude de 12 % estimée pour σ_{CF} (paragraphe II.2) rend la détermination de l_{cr} par la relation III.3 imprécise jusqu'à 50 MeV d'énergie incidente. Par contre, au-delà de 50 MeV, les valeurs de l_{cr} obtenues par les deux méthodes sont en parfait accord, bien que les valeurs déterminées à partir de σ_{CF} sont moins précises que celles de l'analyse par le Code Alice. Nous retiendrons donc, les estimations du moment angulaire l_{cr} données par Alice dans les analyses qui suivent.

III.2. LES MODELES THEORIQUES.

Wilczynski a proposé un modèle[12] qui cherche à expliquer la limitation de σ_{CF} à partir de considérations sur les configurations de contact à deux corps. Le moment angulaire l_{cr} est déterminé à partir du concept de forces dynamiques en équilibre dans la voie d'entrée :

$$F(R_1+R_2) \equiv \frac{2\pi(\gamma_1+\gamma_2)R_1R_2}{R_{12}} = \frac{Z_1Z_2e^2}{R_{12}^2} + \frac{l_{cr}(l_{cr}+1)\hbar^2}{\mu R_{12}^3} \qquad \text{(III.4)}$$

où $F(R_1+R_2)$ est la force nucléaire entre les noyaux en interaction, déduite du modèle de la goutte liquide[11], γ_1 et γ_2 sontles coefficients de tension de surface. R_1 et R_2 sont déterminées par la distance à laquelle la densité de matière nucléaire devient égale à 0.5. La principale caractéristique de ce modèle est qu'il prévoit une valeur de l_{cr} indépendante de l'énergie incidente.

Dans le modèle de Bass[13], la limitation en l_{cr} résulte du transfert du moment angulaire cinétique dans un moment angulaire interne des fragments, par des processus de friction. La valeur de l_{cr} est obtenue à partir du potentiel d'interaction

$$V_l(r) = \frac{Z_1Z_2e^2}{r} + \frac{\hbar^2f^2l_{cr}^2}{2\mu r^2} - \frac{da_sA_1^{1/3}A_2^{1/3}}{R_{12}} e^{-\frac{r-R_{12}}{d}}$$

où d = 1,35fm ; a_s = 17,0 MeV ; R_{12} = 1,07 $(A_1^{1/3}+A_2^{1/3})$ et f = 5/7

Ce modèle prévoit une variation de l_{cr} avec l'énergie incidente jusqu'à la valeur maximale donnée par $dV/dr(r=R_{12})=0$ à partir de laquelle l_{cr} est constante avec l'énergie incidente. Il existe des résultats expérimentaux qui sont en contradiction avec cette prévision [22].

La supposition que la limitation de σ_{CF} est dûe à la dynamique de la voie d'entrée est à la base d'un autre modèle[14], où la section efficace de fusion complète est paramétrisée en termes d'une distance d'approche critique. En utilisant les relations de conser-

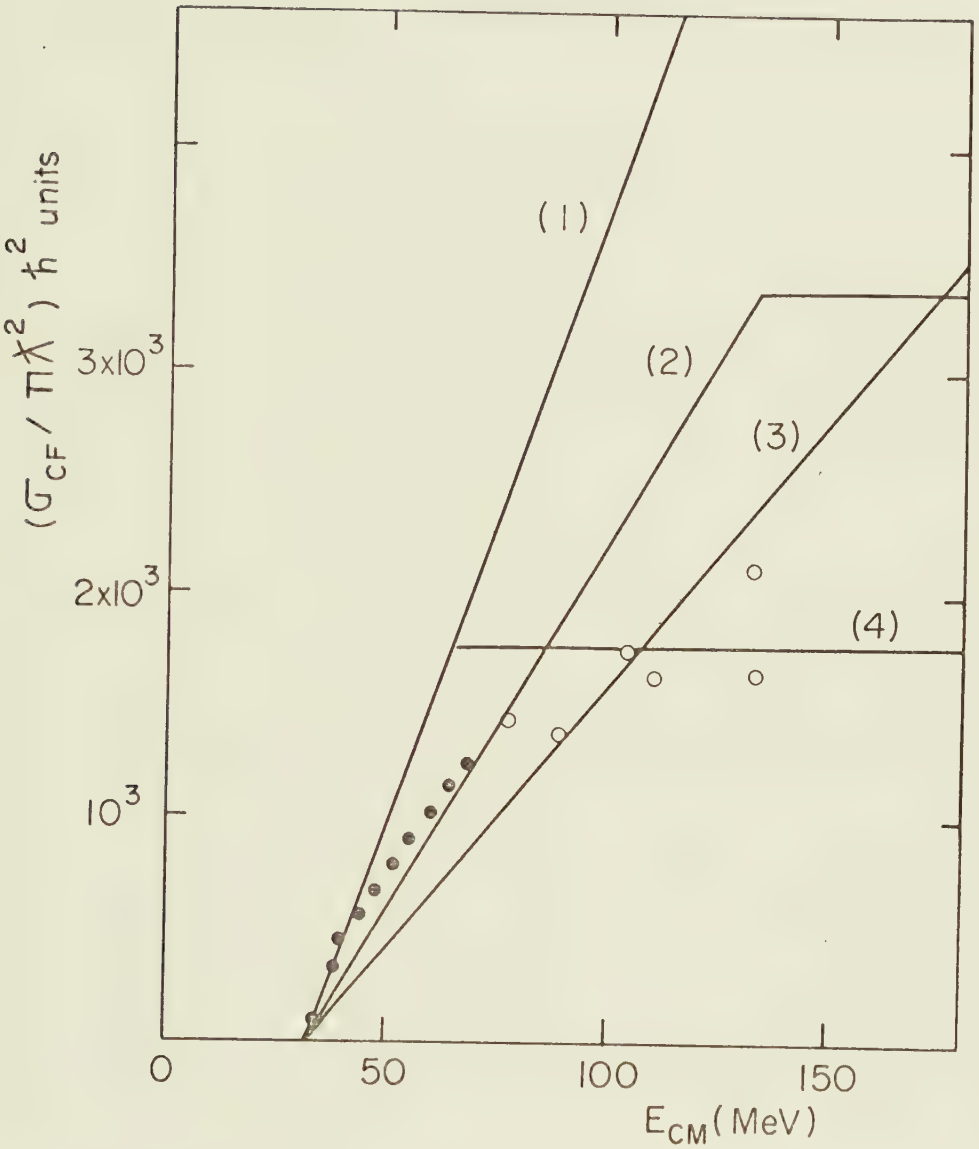

Fig. 18 : Variation de la section efficace de fusion complète dans le système $^{16}O+^{63}Cu$, en fonction de l'énergie incidente E_{cm} dans le système du centre de masse. Les points noirs correspondent aux valeurs expérimentales et les points blancs ceux de Natowitz[17]. La courbe (1) correspond à la section de réaction totale calculée, la courbe (2) aux prévisions du modèle de Bass[13], courbe (3) au valeur[14] r_{cr}=1fm et la courbe (4) aux prévisions de Wilczynski[12].

vation du moment angulaire[16], l'expression III.3 pour σ_{cf} peut être écrite sous la forme :

$$\sigma_{CF} = \pi R_{cr}^2 (I - V_{cr}/E_{cm}) \qquad \text{(III.5)}$$

avec

$$R_{cr} = r_{cr}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \qquad \text{(III.6)}$$

En retenant l'hypothèse admise [10,16] qu'à des énergies incidentes au voisinage de la barrière coulombienne $V_{cr}=V_B$, où $V_B=32,9$MeV dans le système du centre de masse, les valeurs de r_{cr} peuvent être déduites des résultats expérimentaux. Elles sont données dans le tableau III.1. La variation de r_{cr} avec l'énergie incidente est montrée dans la figure 17.

Galin et collaborateurs[14] proposent une valeur $r_{cr}=1,00\pm0,07$fm, indépendante de l'énergie incidente et constante pour toute la table périodique. Les résultats montrés dans la figure 17 indiquent que r_{cr} varie notablement avec l'énergie. D'une valeur voisine r_o au voisinage de la barrière coulombienne V_B, elle décroît rapidement pour des énergies incidentes supérieures à $E_{cm}=50$ MeV.

Une comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques des modèles décrits ci-dessus est présentée dans la figure 18. Il y apparaitclairement qu'aucun des modèles théoriques ne reproduit les résultats expérimentaux de façon satisfaisante. En particulier, aucune conclusion ne peut être établie quant à l'origine du mécanisme de limitation de la section efficace de fusion complète σ_{CF} à des énergies élevées par rapport à la barrière coulombienne.

C O N C L U S I O N

Nous avons dans cette étude mesuré, entre 40 et 85 MeV, les fonctions d'excitation de la plupart des voies de désexcitation, par émission des particules légères n, p et α du noyau composé formé par la réaction $^{16}O + ^{63}Cu$. D'après les résultats expérimentaux, il a été montré clairement que le modèle statistique proposé par Blann est bien en accord avec nos résultats expérimentaux à condition de tenir compte d'une valeur du moment angulaire l_{cr} dans la formation du noyau composé. Ces valeurs de l_{cr} ainsi déduites sont en parfait accord avec celles obtenues expérimentalement à partir de la section efficace de fusion complète σ_{CF} mesurée.

L'analyse en ondes partielles, données par le code Alice, de la voie d'évaporation conduisant à la formation du noyau résiduel ^{73}Se dans son état fondamental ($J^{\pi}=7/2^{+}$, $t_{1/2}=7,1h$) et isomérique ($J^{\pi}=1/2^{-}$, $t_{1/2}=39min$), nous a permis de déterminer d'une façon plus directe que la "Sharp cut-off approximation", la valeur supérieure du moment angulaire de peuplement de l'état de plus bas spin du ^{73}Se. On a montré que la "sharp cut-off approximation" n'est valable qu'au maximum des sections efficaces de formations.

L'origine de la limitation dans la section efficace de fusion complète reste incertaine. Bien que l'existence d'une valeur critique du moment angulaire à partir duquel le noyau composé n'existe plus soit bien prouvée, la variation de l_{cr} en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé ^{79}Rb ne peut pas être expliquée par les modèles théoriques existants. La notion d'une distance d'approche critique ne suffit pas non plus pour expliquer cette variation. Il serait souhaitable de poursuivre l'étude de la formation du noyau composé ^{79}Rb à plus haute énergie d'excitation. Un test possible pour la détermination de l'origine de la limitation de la section efficace de fusion complète pourrait être l'étude de la variation de l_{cr} avec l'énergie d'excitation du noyau composé pour différentes voies d'entrée.

REFERENCES

1) E. Roeckl, D. Lode and W. Pessarra, Z. Physik, 266(1974)123

2) M. Blann and F. Plasil : "Alice : A Nuclear Evaporation Code", U.S. Atomic Energy Commission, Report N° COO-3494-10, 1973

3) T.D. Thomas, Phys. Rev., 116 (1959)703 et Annual Review of Nuclear Science, vol. 8(1968)343

4) J.A. Velandia, W.I. Holmes and G.G.J. Boswell, J. Inorg. Nucl. Chem. 34(1972)401

5) H.L. Ravn, S. Sundell, L. Westgaard and E. Roeckl, J. Inorg. Nucl. Chem. 37(1975)383 et communication privée

6) J.C. Wells, Jr, R.L. Robinson, H.J. Kim and J.L.C. Ford, Jr, Phys. Rev. C5(1975)1529

7) H. Gauvin, R.L. Hahn, B. Lagarde, Y. Le Beyec and M. Lefort, Nucl. Phys. A220(1974)84

8) G. Murray, W.J.K. White and J.C. Willmott and R.F. Entwistle, Nucl. Phys. A142(1970)21

9) J.M. Alexander and G.N. Simonoff, Phys. Rev. 130(1963)2383, Y. Le Beyec, M. Lefort and M. Sarda, Nucl. Phys. A192(1972)405

10) M. Lefort : "Critical Discussion of the Concept of Angular Momentum in Heavy Ion Reaction", Rapport IPNO-RC-7408, Orsay

11) S. Cohen, F. Plasil and W.J. Swiatecki, Ann. Phys. 82(1974)557

12) J. Wilczynski, Nucl. Phys. A216(1973)386

13) R. Bass, Phys. Lett. 47B(1973)139

14) J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort and X. Tarrago, Phys. Rev. C9(1974)1018

15) R.L. Kozub, N.H. Lu, J.M. Miller, D. Logan, T.W. Debiak and L. Kowalski, Phys. Rev. C11(1975)1497

16) D. Glas and U. Mosel, Nucl. Phys. A237(1975)429

17) J.B. Natowitz, Phys. Rev. C1(1970)623

18) M. Blann, Phys. Rev. 157(1967)860
M. Blann and F. Plasil, Phys. Rev. Lett. 29(1972)303

19) F.S. Stephens, J.R. Leigh and R.M. Diamond, Nucl. Phys.A170(1971) 321

20) J.R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev. 157(1967)802 et Phys. Rev. C3 (1971) 734

21) M. Cargeaud, S. Harar, E.F. da Silveira and C. Volant, Nucl. Phys. A250(1975)182

22) M. Lefort, Y. Le Beyec and J. Péter, International Conference on Reactions Between Complexe Nuclei, Nashville(U.S.A.), June 1974.

23) D. Ardouin,R. Tamisier, M. Vergnes, G. Rotbard, J. Kalifa, G. Berrier and B. Grammaticos, Phys. Rev. C12(1975)1745.

24) V.F. Weisskopf and D.H. Ewing, Phys. Rev. 57(1940) 472.